

Національний технічний університет України  
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»  
Міністерство освіти і науки України

Національний технічний університет України  
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»  
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова  
праця на правах рукопису

**Гусєва Юлія Ігорівна**

УДК 537.9; 537.622.4; 537.634.2

## ДИСЕРТАЦІЯ

Спінові й акустичні хвилі в системах з плоскими неоднорідними  
дефектами

104 Фізика та астрономія

Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії.

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело \_\_\_\_\_

(підпис, ініціали та прізвище здобувача)

Науковий керівник Горобець Оксана Юріївна д.ф.м.н., проф.

Київ 2020

## АНОТАЦІЯ

*Гусева Ю.І.* Спінові й акустичні хвилі в системах з плоскими неоднорідними дефектами - Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 - Фізика та астрономія. - Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», МОН України, Київ, 2020.

Дисертація присвячена дослідженню поведінки спінових та акустичних хвиль в системах з неоднорідностями, в яких порушується симетрія інверсії просторової осі, та з магнітопружними дефектами. Зокрема, розглядається вплив порушення симетрії інверсії просторової осі на межі двох феромагнетиків на розповсюдження спінових хвиль, модель збудження об'ємних спінових хвиль акустичною хвилею Косевича та вплив магнітних включень в пружній системі на розповсюдження акустичних хвиль.

Сучасний стан проблем, які існують на теперішній момент стосовно впливу неоднорідних дефектів на магнітні властивості матеріалів, відображений у першій частині наведеної роботи. Велика кількість робіт присвячена опису ефектів в магнітних матеріалах без центра інверсії, проте для всіх масивних матеріалів ефекти слабкі. Тому увагу привернули порушення симетрії інверсії в якості неоднорідних інтерфейсів, дефектних шарів на поверхні. В заданій тематиці багато важливих задач ще не вирішено. Одна з таких - це урахування впливу межі розділу, в якій порушується симетрія інверсії. Крім того, аналіз робіт про перспективність поєднання переваг магنونіки з фононікою в нанoeлектроніці дає запит на дослідження методів збу-

дження спінових хвиль в тонких плівках поверхневими акустичними хвилями і вирішення проблеми швидкого демпфування спінових хвиль за рахунок магнітоакустичних пристроїв.

Частина друга присвячена вивченню поведінки спінових хвиль в системі двох феромагнетиків на межі яких порушена симетрія інверсії просторової осі. На основі теоретичної моделі, що враховує вплив порушення симетрії типу інверсії просторових осей на межі між двома феромагнетиками скінченної товщини на збудження спінових хвиль, отримано додаткову умову до закону дисперсії, що модифікує дискретний спектр дозволених частот. Встановлено, що значення параметра порушення симетрії пропорційно значенню обмінної константи в тонкому неоднорідному шарі границі між матеріалами та зворотно пропорційно товщині межі між феромагнетиками. З'ясовано умови посилення впливу параметра порушення симетрії інверсії на границі двох феромагнетиків на зміни значення коефіцієнта проходження чи відбиття спінової хвилі від границі та зміни значення і знака фазового зсуву між фазами спінової хвилі, що пройшла та що падає. Таким чином, параметр порушення симетрії є додатковим фактором управління фазовим зсувом. Встановлено, що ефект невзаємності виникає при розповсюдженні спінової хвилі в системі двох однакових феромагнетиків в результаті порушення симетрії інверсії просторової осі на границі між ними. Визначено, що величина параметра порушення симетрії інверсії на межі між двома феромагнітними матеріалами може виступати методом керування кутом нелінійної спінової хвилі (кут відхилення намагніченості від основного стану) в другому матеріалі при збудженні лінійної спінової хвилі в першому.

У частині третій здійснено теоретичне моделювання збудження

об'ємних спінових хвиль у феромагнітній системі поверхневою акустичною хвилею Косевича в планарному дефектному шарі. На основі теоретичної моделі визначено умови для збудження максимальної амплітуди магнітних збуджень.

В четвертому розділі теоретично досліджено клас магніто-акустичних пристроїв, у яких сигнал передається акустичними хвилями, тоді як магнітне поле керує його поширенням через магнітопружні взаємодії в тонких ізольованих магнітних включеннях. Визначено, що змінюючи прикладене магнітне поле, можна змінити резонансну частоту, при якій падаючі акустичні хвилі гібридизуються з магнітними режимами включень. Показано, що частотна залежність коефіцієнта відбиття хвиль від включень має фаноподібну лінійну форму, яка особливо чутлива до магнітного демпфування. Показано, що метаматеріальний підхід, який полягає у розгляді акустичної хвилі в періодичному масиві, утвореному тонкими магнітними шарами в немагнітній матриці, справді корисний для магнітоакустики. Встановлено, що гібридні метаматеріали, утворені 1D масивами резонаторів, збільшують вплив магнітопружного зв'язку та зменшують магнітні втрати при загасанні Гілберта. Розглянуті структури регулюються застосованим полем зміщення і демонструють багату і складну поведінку, таку як індукована передача та асиметрія Боррмана. Припускається, що характеристики, показані тут, виявляться корисними при створенні датчиків, пускачів та радіочастотних модуляторів.

**Ключові слова:** спінові хвилі, акустичні хвилі, феромагнетик, граничні умови, симетрія інверсії, магнітопружна взаємодія.

**Список опублікованих праць, що відображають основні наукові результати дисертації:**

1. O. S. Latcham, Y. I. Gusieva, A. V. Shytov, O. Y. Gorobets, and V. V. Kruglyak, "Controlling acoustic waves using magneto-elastic Fano resonances," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 115, no. 8, 2019, doi: 10.1063/1.5115387.
2. Y. Gusieva, P. Graczyk, O. Gorobets, and M. Krawczyk, "Excitation of bulk spin waves by acoustic wave at the plane defect of a ferromagnet," in *Acta Physica Polonica A*, 2018, vol. 133, no. 3, doi: 10.12693/APhysPolA.133.489.
3. O. S. Latcham, Y. I. Gusieva, A. V. Shytov, O. Y. Gorobets, and V. V. Kruglyak, "Hybrid magnetoacoustic metamaterials for ultrasound control," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 117, no. 10, 2020, doi: 10.1063/5.0018801.
4. Y. Gusieva and O. Gorobets, "Nonlinear spin wave excitation at the interface between two ferromagnets with broken spatial inversion symmetry," in 2017 IEEE 1st Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON 2017 - Proceedings, 2017, doi: 10.1109/UKRCON.2017.8100333.

#### **Публікації у збірниках матеріалів конференції:**

1. Gorobets Y., Gorobets O., Guseva Y. Estimation of the value of energy of broken spatial inversion symmetry at the interface between two ferromagnets. VII Young Scientists Conference Problems of Theoretical Physics , Kyev, Ukraine, 13-15 December 2016.
2. Gusieva Y., Graczyk P. , Gorobets O. and Krawczyk M. Excitation of the interface spin waves using acoustic Kosevich wave . IEEE International Magnetism Conference, INTERMAG Europe 2017, Dublin, Ireland, from April 24th to April 28th, 2017.

3. Gusieva Y., Gorobets O. Nonlinear spin wave excitation at the interface between two ferromagnets with broken spatial inversion symmetry. Presenting the paper in IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON), May 29 – June 2, 2017.
4. Gusieva Y., Gorobets O. Excitation of nonlinear spin wave in the system of two ferromagnets with broken spatial inversion symmetry inside the interface. International conference on Magnetism and Spintronics (SolSkyMag 2017), San Sebastian, Spain, June 19-23, 2012.
5. Gusieva Y., Graczyk P., Gorobets O., and Krawczyk M. Excitation of bulk spin waves by acoustic wave at the plane defect of a ferromagnet. The European Conference Physics of Magnetism 2017 (PM'17), Poznan, Poland, June 26-30, 2017.
6. Gusieva Y., Rychły J., Gruszecki P., Krawczyk M., Gorobets O. and Gorobets Y. Spin-waves transmission through the interface with broken spatial inversion symmetry. The European Conference Physics of Magnetism 2017 (PM'17), Poznan, Poland, June 26-30, 2017.
7. Gusieva Y., Graczyk P., Gorobets O. and Krawczyk M. Forced magnetic oscillations and excitation of bulk spin waves by acoustic wave at the plane defect of a ferromagnet. Workshop Magic2017, Trzebaw, Poland, July 2-7, 2017.
8. Y. Gusieva, O. Latcham, A. V. Shytov, O. Y. Gorobets, V. V. Kruglyak Scattering of Acoustic Waves from 1D Arrays of Magnetic Inclusions, 2019 Joint MMM-INTERMAG, January 14-18, 2019 Washington, DC

9. Y. Gusieva, O. Gorobets, Y. Gorobets, Propagation of spin wave in magnonic crystal with interface of asymmetrical properties, 2018 IEEE International Conference on Microwave Magnetism , ICMM-2018, Exeter, UK.
10. Y. Gusieva, O. Gorobets, Y. Gorobets, Phase shift of spin waves traveling through the interface with asymmetrical properties, “3rd International Advanced School on Magnonics2018”, September 17-21, 2018, National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute"(KPI), Kyiv, Ukraine
11. Y. Gusieva, O. Gorobets, Y. Gorobets, The influence of broken spatial inversion symmetry inside interface on the phase shift of spin waves in magnonic crystals, 6th International Conference “Nanotechnologies and Nanomaterials” Nano-2018, August 27-30, Taras Shevchenko Kyiv National University, Kyiv, Ukraine.
12. Yu.I. Gorobets, O.Yu. Gorobets, Yu.I. Guseva Nonlinear spin wave excitation at the interface between two ferromagnets with broken spatial inversion symmetry, Poster presentation at the JEMS (Glasgow, United Kingdom, 21-26 August, 2016).
13. Y. Gusieva, O. Gorobets, Y. Gorobets, Spin wave excitations in magnetic bilayers with inhomogeneous interface, International Research and Practice Conference “Nanotechnologies and Nanomaterials” Nano-2019, August 27-30, Lviv, Ukraine.

## ABSTRACT

*Gusieva Y.I.* Spin and acoustic waves in the system with flat inhomogeneous defects. - Qualifying scientific paper accepted as monograph.

Dissertation for the degree of phd doctor on a specialty 104 - Physics and astronomy. - National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute" and the Ministry of Education and Science of Ukraine, Kyiv, 2020.

The dissertation is devoted to the research of the behavior of spin and acoustic waves in systems with inhomogeneities in which the broken inversion spatial axis symmetry and with magnetoelastic defects. In particular, the influence of the broken inversion spatial axis symmetry at the boundary of two ferromagnets on the propagation of spin waves, the model of excitation of bulk spin waves by Kosevich's acoustic wave and the influence of magnetic inclusions in the elastic system on the propagation of acoustic waves are considered.

The current state of the problems that currently exist regarding the influence of inhomogeneous defects on the magnetic properties of materials is reflected in the first part of this paper. A large number of works are devoted to the description of effects in magnetic materials without an inversion center, but for all massive materials the effects are weak. Therefore, attention was drawn to the broken inversion symmetry in inhomogeneous interfaces and in defect layers on the surface. In a given topic, many important problems have not yet been solved, one of which is to take into account the influence of the boundary interface in which the symmetry of inversion is broken. In addition, the analysis of the prospects of combining the advantages of magnonics with phononics in nanoelectronics gives a request to study methods for excitation of spin



waves in thin films by surface acoustic waves and to solve the problem of rapid damping of spin waves due to magnetoacoustic devices.

Part two is devoted to the study of the behavior of spin waves in a system of two ferromagnets on the boundary of which the symmetry of the inversion of the spatial axis is broken. Based on the theoretical model, which takes into account the effect of broken inversion spatial axis symmetry at the boundary between two ferromagnets of finite thickness on the excitation of spin waves, an additional condition to the dispersion law is obtained, which modifies a discrete spectrum of allowed frequencies. It is established that the value of the symmetry breaking parameter is proportional to the value of the exchange constant in the boundary layer between materials and inversely proportional to the thickness of the boundary between ferromagnets. It is found conditions for increasing the influence of the inversion symmetry breaking parameter at the boundary of two ferromagnets on a change in the value of the coefficient of transmission or reflection of the spin wave from the boundary and on the value and sign of the phase shift between the phases of the transmitted and the incident spin wave. Thus, the symmetry breaking parameter is an additional factor of phase shift control. It is established that the nonreciprocity effect occurs when the spin wave propagates in a system of two identical ferromagnets as a result of breaking the symmetry of the inversion of the spatial axis at the boundary between them. It is determined that the value of the inversion symmetry breaking parameter at the boundary between two ferromagnetic materials can be a method of controlling the angle of the nonlinear spin wave in the second material when the linear spin wave is excited in the first.

In the third part, the theoretical modeling of the excitation of bulk spin waves in a ferromagnetic system by a surface acoustic Kosevich wave

in a planar defective layer was carried out. On the basis of the theoretical model the conditions for excitation of the maximum amplitude of magnetic excitations were determined.

The fourth section theoretically investigated the class of energy-efficient magneto-elastic devices in which signals are carried by transverse acoustic waves while the bias magnetic field controls their scattering from a magneto-elastic slab. It is determined that by tuning the bias field, one can alter the resonant frequency at which the propagating acoustic waves hybridize with the magnetic modes. It is shown that the frequency dependence of the waves' reflection coefficient from the inclusions has a Fano-like lineshape, which is particularly sensitive to magnetic damping. It is shown that the metamaterial approach is to consider an acoustic wave in a periodic array of thin magnetic layers embedded in a nonmagnetic matrix is really useful for magnetoacoustics. Hybrid metamaterials, formed by 1D arrays of resonators, magnify the effect of magnetoelastic coupling upon the acoustic scattering, thereby mitigating the Gilbert damping to tolerable levels. The considered structures are regulated by the applied displacement field and demonstrate rich and complex behavior, such as induced transmission and Bragg asymmetry. It is assumed that the characteristics shown here will be useful in the creation of sensors, starters, radio frequency modulators and tunable magnetic devices.

**Key words:** spin waves, acoustic waves, ferromagnetic, boundary conditions, inversion symmetry, magnetoelastic interaction.

## Зміст

<b>ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ</b>	<b>13</b>
<b>ВСТУП</b>	<b>14</b>
<b>1 Вплив неоднорідної межі на властивості матеріалу та розповсюдження хвилі</b>	<b>23</b>
1.1 Види неоднорідностей . . . . .	23
1.2 Порухення просторової інверсійної симетрії . . . . .	30
1.3 Магнітоеластична взаємодія . . . . .	33
1.4 Дослідження про розповсюдження хвиль в системі двох плівок . . . . .	36
1.5 Ефект невзаємності . . . . .	38
Висновки до розділу 1 . . . . .	39
<b>2 Вплив порушення симетрії типу інверсії просторових осей на межі двох феромагнетиків</b>	<b>42</b>
2.1 Узагальнені граничні умови для системи двох напівнескінчених феромагнетиків . . . . .	42
2.1.1 Постановка задачі . . . . .	42
2.1.2 Узагальнені граничні умови для намагніченості у випадку контакту двох феромагнітних матеріалів при проходженні лінійної хвилі . . . . .	48
2.1.3 Узагальнення граничних умов для намагніченості для випадку збудження нелінійної хвилі в другому матеріалі . . . . .	53
2.1.4 Аналіз отриманих результатів . . . . .	56

2.2	Узагальнені граничні умови для намагніченості у випадку контакту двох феромагнетиків скінченної товщини . . . . .	69
2.2.1	Постановка задачі . . . . .	69
2.2.2	Аналіз отриманих результатів . . . . .	75
	Висновки до розділу 2 . . . . .	80
<b>3</b>	<b>Збудження спінових хвиль акустичною хвилею в магнітному матеріалі</b>	<b>82</b>
3.1	Аналітичний вираз спінхвильового збудження . . . . .	82
3.2	Взаємодія акустичної хвилі та феромагнітного матеріалу	86
3.3	Аналіз закону дисперсії хвилі Косевича . . . . .	91
	Висновки до розділу 3 . . . . .	95
<b>4</b>	<b>Вплив магнітних включень на проходження акустичних хвиль</b>	<b>97</b>
4.1	Закон дисперсії акустичних хвиль в системі з магнітними шарами . . . . .	97
4.2	Зміни поведінки акустичної хвилі під впливом магнітних включень . . . . .	104
4.3	Розповсюдження акустичної хвилі в мультишаровій системі . . . . .	107
	Висновки до розділу 4 . . . . .	116
	<b>ВИСНОВКИ</b>	<b>118</b>
	<b>ПОДЯКА</b>	<b>120</b>
	<b>СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ</b>	<b>121</b>



## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

ДМ - взаємодія Дзялошінського - Морія

ФМР - феромагнітний резонанс

## ВСТУП

**Актуальність теми.** Останні десятиліття широко досліджувалися явища в магнітних мікро- та нанорозмірних структурах. Це дало основу для розвитку такого напрямку науки, як спінтроніка, альтернативна область наелектроніки в магнітних матеріалах. Активний розвиток спінтроніки став ґрунтом для інтересу в вивченні фізичних властивостей магнітних наноматеріалів та розповсюдженню в них спінових хвиль. Цей підрозділ електроніки, а саме спінтроніки, було названо магнонікою і він має ряд переваг у порівнянні з іншою альтернативною електронікою - фотонікою, яка використовує для передачі електромагнітні хвилі або фотони. Принципіальні плюси цього напрямку - це, по-перше те, що спіновими хвилями можна керувати за допомогою зовнішнього магнітного поля, а, по-друге, довжина спінових хвиль складає мікрометри в порівнянні з електромагнітними хвилями, які в тому ж частотному діапазоні мають довжину хвилі порядку сантиметра [1]. Тому на основі спінових хвиль можна робити мікропристрої більш компактними, що вирішує задачі у створенні наелектроніки. Результати досліджень про нові фізичні принципи дадуть можливість використовувати спінові хвилі для побудови пристроїв обробки, передачі та збереження інформації [2].

Розширення функціональних можливостей магнонних наноструктур, дослідження періодичних магнонних систем, інтегровані з мікрохвильовими, електронними, фононними і фотонними пристроями, є надзвичайно інноваційними, тому що:

1. Магнонні кристали надають додаткові можливості для налаштування їх електромагнітного або пружного відгуку шляхом модифі-

кації їх магнетонного спектру.

2. Магнітні наноструктури забезпечують програмований відгук, тому надають основу для створення енергонезалежних запам'ятовуючих пристроїв. Наномагніти можуть перемикатися з використанням субнаносекундних імпульсів струму, пружної хвилі, оптичного або магнітного поля, що забезпечує швидкісне і енергоефективне перепрограмування.
3. Довжина хвиль магнетонного збудження різного походження, від гіромагнітного руху ядра вихору до магнітостатичних і обмінних спінових хвиль, істотно коротше, ніж у світла мегагерцових і терагерцових частот. Отже, магнітні матеріали відкривають кращі перспективи для мініатюризації мікрохвильових пристроїв, що працюють на цих частотах.

Останніми роками актуальною задачею магнетоніки було дослідження впливу неоднорідних інтерфейсів на поширення спінових хвиль в магнітних системах, бо однією зі складностей роботи зі спіновими хвилями - це їх контроль. Вирішення такої задачі про неоднорідні границі стало однією із поставлених задач дисертації.

Також, використання спінових хвиль, як сигналу або носіїв інформації є перспективним за рахунок економії енергії, яка властива енергонезалежним пристроям[3]. Проте прогрес стримують магнітні втрати при загасанні спінових хвиль, які пропонується спробувати вирішити за рахунок акустичних хвиль, керованими спіновими хвилями в магнітострикційних матеріалах.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Робота над дисертацією виконувалася в Національному те-



хнічному університеті України "Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського" та у рамках наукової та інноваційної програми Європейського Союзу Horizon 2020 за грантовою угодою Марі Складовської-Кюрі MSCA-RISE-2014 для досліджень та інновацій шляхом обміну персоналом, номер реєстрації 644348; повна назва гранту: "MagIC - магнітика, взаємодії та складність: багатофункціональні аспекти динаміки спінової хвилі".

**Мета і завдання дослідження.** Метою роботи є побудова теоретичних моделей для аналізу впливу порушення симетрії інверсії на границі двох феромагнетиків та магнітопружної взаємодії на збудження спінових хвиль в феромагнітній системі та впливу магнітопружної взаємодії на проходження акустичних хвиль в пружних матеріалах з магнітними неоднорідностями.

Для реалізації поставленої мети передбачалося вирішення таких задач:

1. Побудувати теоретичну модель впливу порушення симетрії типу інверсії просторових осей на межі між двома феромагнетиками в напівнескінченній та скінченній феромагнітній системі на збудження спінових хвиль.
2. З'ясувати, при яких умовах ефект порушення симетрії інверсії на межі між двома феромагнетиками найбільше впливає на проходження спінової хвилі, дослідити ефект невзаємності спінових хвиль та збудження нелінійної спінової хвилі в другому феромагнітному матеріалі при проходженні лінійної спінової хвилі в першому феромагнетикі.
3. Побудувати теоретичну модель збудження спінових хвиль в фе-

ромагнітній системі за рахунок магнітопружного зв'язку з поверхневою акустичною хвилею типу Косевича. Визначити границі застосування теоретичної моделі.

4. Побудувати теоретичну модель для розповсюдження акустичних хвиль в немагнітному напівнескінченному середовищі з магнітним включенням скінченної товщини. З'ясувати, при яких умовах магнітні включення мають найбільший вплив на розповсюдження акустичної хвилі.
5. Узагальнити теоретичну модель розповсюдження акустичних хвиль в немагнітному середовищі з магнітними тонкоплівковими включеннями на випадок періодичної структури. Оцінити можливість контролю акустичних хвиль за рахунок магнітних включень в періодичній моделі.

**Об'єктом дослідження є** спінові та акустичні хвилі, феромагнітні двошарові системи з неоднорідними границями між шарами та пружні матеріали з магнітними включеннями.

**Предмет дослідження:** закономірності розповсюдження спінових і акустичних хвиль у феромагнітних двошарових системах з неоднорідними границями між шарами та в пружних матеріалах з магнітними включеннями.

**Методи дослідження:**

Робота проводилась методами теоретичного дослідження (методом сходження від абстрактного до конкретного, формалізацією, ідеалізацією, моделюванням, аналізом та логічним методом), та спеціальними методами – методами математичної фізики, варіаційного, інтегрального та диференційного обчислення, методом математично-

го аналізу.

Для виконання поставлених задач, зокрема, для виведення граничних умов на магнітних інтерфейсах було використано метод мінімізації загальної енергії середовища, де динаміка намагніченості в ефективному магнітному полі була описана за допомогою рівняння Ландау-Ліфшиця, коли ефективне поле є варіаційною похідною енергії відносно вектора намагніченості. У той же час феноменологічна теорія базується на рівняннях електромагнітного поля Максвелла і рівнянні руху магнітного моменту, що дозволяє досліджувати високочастотні властивості магнітовпорядкованих кристалів. Так як спінові хвилі можна розглядати як коливання густини магнітного моменту, що поширюються в магнітовпорядкованому кристалі, для їх дослідження було використано лінеаризоване рівняння руху густини магнітного моменту у випадку малих відхилень від рівноважних значень.

Порівняння та аналіз теоретичних моделей процесів з чисельними результатами проводилось за допомогою вбудованих стандартних функцій пакету обчислювального середовища Wolfram Mathematica 11, що забезпечувало достовірність результатів даної дисертаційної роботи.

### **Наукова новизна отриманих результатів.**

1. Вперше теоретично досліджено вплив порушення симетрії типу інверсії просторових осей на межі двох феромагнетиків для напівнескінченної та скінченної товщини шарів на поширення спінових хвиль.
2. Вперше отримано умови збудження спінових хвиль в системі з порушенням інверсійної симетрії всередині інтерфейсу скінчен-

ної товщини між двома нанорозмірними феромагнітними пластинами.

3. Вперше досліджено вплив порушення симетрії інверсії на ефект невзаємності спінових хвиль в системі двох напівнескінчених та скінчених феромагнетиків з неоднорідною межею розділу.
4. Вперше теоретично змодельовано можливість збудження згасяючої спінової хвилі акустичною хвилею Косевича в системі феромагнітного матеріалу з плоским пружним дефектом.
5. Вперше теоретично досліджено вплив тонких магнітних включень на поширення сигналу акустичних хвиль у напівнескінченній немагнітній системі з магнітними неоднорідностями.
6. Вперше отримано умови зменшення магнітних втрат при поширенні акустичних хвиль, що регулюються магнітно за допомогою магнітопружного зв'язку, в метаматеріалах, утворених періодичним масивом тонких магнітних шарів ("резонаторів"), вбудованих у немагнітну матрицю.

### **Практичне значення отриманих результатів.**

1. Розрахунки для проходження спінової хвилі через границю з порушенням інверсійної симетрії між двома феромагнітними матеріалами дають основу для проєктування фільтрів або контролерів спінових хвиль.
2. Запропонований механізм збудження об'ємної спінової хвилі акустичною хвилею Косевича в системі феромагнітного матеріалу

з плоским пружним дефектом може бути додатково використаний для проектування планарних або точкових джерел спінових хвиль або перетворювачів акустичної хвилі у спінову [4], що поширюється всередині основного феромагнітного матеріалу.

3. Аналіз ефектів в метаматеріалах, що утворені періодичним масивом тонких магнітних шарів ("резонаторів"), вбудованих у немагнітну матрицю, показує, що комбінований ефект розсіювання Брегга та резонансу Фано може зменшити вплив магнітного демпінгу в реалістичних системах. Це прокладає шлях до застосування таких структур у хвильових обчисленнях та обробці сигналів.

**Особистий внесок здобувача.** Авторкою дисертаційної роботи проведений аналіз наукової літератури з теми неоднорідності на межі між матеріалами та їх вплив на проходження спінових хвиль. Авторка безпосередньо приймала участь у побудові теоретичних моделей роботи та проводила математичні розрахунки застосування моделей для конкретної геометрії досліджуваного зразка та типу досліджуваних ефектів; приймала участь у підготовці публікацій до друку, комунікації із редакціями журналів та рецензентами, а також презентації отриманих результатів роботи на наукових всеукраїнських та міжнародних конференціях.

Формулювання основних положень і висновків дисертаційної роботи, інтерпретацію даних та узагальнення результатів здобувачем проведено під керівництвом наукового керівника д. ф.-м. н., проф. О.Ю. Горобець. Обговорення результатів експериментів, підходів до теоретичного моделювання та його результатів, підготовка публікацій до друку проводилися спільно із д. ф.-м. н., проф. Ю.І. Горобцем.

**Апробація результатів дисертації.** Результати були представлені на міжнародних конференціях та семінарах:

1. JEMS (Glasgow, United Kingdom, 21-26 August, 2016);
2. VII Young Scientists Conference Problems of Theoretical Physics , Kyev, Ukraine, 13-15 December 2016;
3. IEEE International Magnetism Conference, INTERMAG Europe 2017, Dublin, Ireland, from April 24th to April 28th, 2017;
4. IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON), May 29 – June 2, 2017;
5. International conference on Magnetism and Spintronics (SolSkyMag 2017), San Sebastian, Spain, June 19-23, 2012;
6. The European Conference Physics of Magnetism 2017 (PM'17), Poznan, Poland, June 26-30, 2017 (дві доповіді);
7. Workshop Magic2017, Trzebaw, Poland, July 2-7, 2017;
8. 2019 Joint MMM-INTERMAG, January 14-18, 2019 Washington, DC;
9. 2018 IEEE International Conference on Microwave Magnetism , ICMM-2018, Exeter, UK;
10. “3rd International Advanced School on Magnonics2018”, September 17-21, 2018, National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute"(KPI), Kyiv, Ukraine;

11. 6th International Conference “Nanotechnologies and Nanomaterials” Nano-2018, August 27-30, Taras Shevchenko Kyiv National University, Kyiv, Ukraine;
12. International Research and Practice Conference “Nanotechnologies and Nanomaterials” Nano-2019, August 27-30, Lviv, Ukraine.

**Публікації.** Матеріали дисертаційної роботи опубліковані в 4 статтях у профільних журналах та тезах 13 доповідей у збірниках матеріалів конференцій.

**Структура дисертації.** Дисертація складається зі вступу, 4 розділів, висновків, списку використаних джерел, що містить 124 найменування. Роботу викладено на 144 сторінках друкованого тексту, який містить 33 малюнки та 2 таблиці.

## Розділ 1

# Вплив неоднорідної межі на властивості матеріалу та розповсюдження хвилі

### 1.1 Види неоднорідностей

Вивчення навколишнього світу через фізику - це розгляд ідеальної картини з урахуванням найбільшого вкладу реальних подій. Подальші дослідження направлені на наближення ідеальної картини до реальної. Якщо вивчати фізику твердого тіла, то врахування впливу на тіло його дефектів та неоднорідностей вже є однією із задач дослідника. В роботі будуть розглянуті акустичні та спінові хвилі в матеріалі з неоднорідностями. Тобто вивчатимуться задачі магنونіки і акустики.

Магنونіка - це наука, яка вивчає розповсюдження спінових хвиль в магнітоупорядкованому середовищі і є дуже перспективною галуззю в покращенні якості сучасних носіїв енергії. Вивчення спінових хвиль викликало великий інтерес науковців за рахунок високої швидкості розповсюдження хвиль, що в магнітних матеріалах дає чудову можливість прискорити передачу інформації. Проте використання спінових хвиль зіткнулось з проблемою контролю, тому загалом магنونіка направлена на вивчення методів контролю спінових хвиль. Один із популярних методів - це контроль за рахунок дефектів і неоднорідностей на межі матеріалів. Окрім цього перетин магنونіки з іншими науками, такими як акустика, є не менш актуальною темою, наприклад, дослідження впливу спінових збуджень на акустичні хвилі.



В реальних матеріалах зустрічається велика кількість неоднорідностей, вплив суттєвої частини яких вже було досліджено. Були розглянуті матеріали з різними домішками, з внутрішньою додатковою напругою, з вакуумним прошарком, зі скірміонами, з дірками, з неоднорідними межами між шарами, вібраціями, дефектами структури та інше.

За останні десять років з метою покращення властивостей матеріалу було розглянуто багато задач з домішками.

Шукаючи альтернативну заміну графену, було детально досліджено моношар  $MoS_2$  [5], який є альтернативою графену через його велику власну заборонену зону, що становить близько 1.8 еВ. Це робить його придатним для оптоелектронних та наноелектронних застосувань. В роботі [5] використовується теорія функціонала щільності для проведення розрахунків електронних і магнітних властивостей моношару  $MoS_2$ , легovanого домішками, включаючи легуючі домішки груп III і IV, а також магнітних атомів, таких як марганець Mn, залізо Fe, кобальт Co, ванадій V, ніобій Nb і тантал Ta. Інша альтернатива графену -це фосфорен, атомарний шар чорного фосфору з яскраво вираженою анізотропією. На відміну від графену фосфорен має заборонену зону. Вивчення впливу домішок на фосфорен також є темою в сучасних дослідженнях. Наприклад, в роботі [6] основним завданням було вивчити вплив легування немагнітних домішок (Al, Si, S і Cl) на магнітні властивості фосфорену. В експериментах з'ясували, що структура електронних зон і магнітні властивості сильно залежать від конкретного примесного атома. Наприклад, система, легована алюмінієм, показала напівпровідникову транспортну власність. В цілому, було встановлено, що магнітним станом можна маніпулювати навіть немагнітними домішками легированими в фо-

сфороному шарі.

На шляху до створення перспективних матеріалів для виготовлення газових сенсорів, п'єзоелектричних перетворювачів і вікон сонячних батарей досліджують задачі про введення таких домішок, як іонів перехідних металів, які частково замістять катіони в напівпровідниках. Такі напівпровідники називають розведеними магнітними напівпровідниками. Тому в роботі [7] з метою контролю властивостей матеріалу провели легування розбавлених магнітних напівпровідників на основі  $ZnO$  іонами перехідних металів, такими як Mn. Експериментальний порівняльний аналіз матеріалу з домішками був виконаний за допомогою рентгенівської і трансмісійної електронної мікроскопії в поєднанні з електронограмою. Було встановлено, що парамагнітні властивості є у матеріалів з вмістом Mn  $0.00 \leq x \leq 0.06$  і  $0.10 \leq x \leq 0.25$ , а суперпарамагнітні властивості мають місце при легуванні Mn  $0.07 \leq x \leq 0.09$ . Найбільш цікавим фактом у цьому дослідженні [7] було утворення вторинних фаз у всіх зразках  $ZnO$ , легованих Mn, навіть при найменших значеннях  $x = 0.01$ .

Також актуальною темою є вивчення впливу домішок в феромагнетику та антиферомагнетику. Спінові вакансії, що виникають при заміщенні немагнітними іонами, є поширеною формою безладу в магнітних тілах. Немагнітні домішки часто використовуються експериментально в якості зонда локальних спінових кореляцій. Так в статті [8] розглядається антиферомагнетики з трикутними ґратками, які вже давно привернули увагу вчених через їх внутрішнє впорядкування як в сегнетомагнетиках. В цій роботі досліджено теоретично і чисельно встановлення спінового порядку чи безпорядку під впливом немагнітних включень при різній температурі. Зроблено аналіз наскільки цей вплив конкурує з тепловими флуктуаціями в процесі

установленні порядку.

Домішки в феромагнетиках також є темою для вивчення, наприклад, вивчення ефекту Холла і аномального ефекту Холла в феромагнітних структурах з домішками (або як їх ще називають "розбавлені" феромагнітні напівпровідники). Зараз такі структури активно досліджують так як механізм виникнення ефекту Холла пов'язаний з розсіюванням на домішках [9], [10], [11]. Головна мета таких досліджень - виявити хімічні тренди і розробити прості правила для більшого асиметричного розсіювання в структурах, що дасть можливість збільшувати ефект Холла.

В подібних задачах домішки часто додають(легуєть) в матеріали на місця дефектів заміщення і впровадження. Тоді ці домішки вже класифікують, як дефекти. Приміром в статті [12] розглянуто двовимірний розбавлений магнітний напівпровідник, що складається з моношару фосфору, легованого атомами кобальту в дефекти. У роботі показано, що ці дефекти є електрично активними. Крім того, за рахунок дефектів можуть бути створені обмінна взаємодія і магнітний порядок, і напівпровідник може навіть індукувати фазовий перехід феромагнітний-антиферомагнітний в фосфорований фосфор з р-домішкою.

Вплив дефектів на феромагнітний резонанс та спінові хвилі в феромагнітному матеріалі було розглянуто в посиланні [13]. У даній роботі під дефектами мали на увазі наноотвори (антідоти). Експериментально досліджували поведінку резонансу в різних зразках двовимірних магнетних кристалів на основі антидотних решіток  $Ni_{80}Fe_{20}$  з гексагональною ґраткою.

Багато наукових робіт присвячено розгляду змін властивостей наночастинок з дефектами[14], [15], [16]. Так в [15] розглянуто наноча-

стинки  $CeO_2$ , леговані атомами лантану La. В роботі досліджувався зв'язок між дефектною структурою і магнітною поведінкою методом рентгенівської абсорбційної спектроскопії і спектроскопії комбінаційного розсіювання. Аналіз встановив, що лантан рівномірно розподілився в наночастинці. Чіткий розподіл дефектів пояснюється великим іонним радіусом La і природою пов'язаної з La вакансіїми кисню. В цих La спостерігається феромагнетизм при кімнатній температурі, тому зроблено висновок, що висока концентрація дефектів і легованих домішок на поверхні має вирішальне значення для отримання магнітних властивостей.

Порушена просторова симетрія в матеріалах також може бути прикладом неоднорідності в матеріалі. Порушення симетрії спостерігали в нецентросиметричних матеріалах і вона привернула увагу учених. В природі існують матеріали з порушеною симетрією, це матеріали з кристалічною структурою B20 [17], [18]. Кристалічна структура B20 кубічних магнетиків без центру інверсії (просторова група  $P2_13$ , мал. 1.1) є досить поширеною. Зокрема, моносиліциди [19], [20] (сполуки метала з кремнієм) перехідних металів (MnSi, FeSi та ін) упорядковуються в цю структуру. Спінову структуру в матеріалах з кристалічною ґраткою B20 описують, як структуру спінової спіралі, яка добре інтерпретується в рамках моделі Бака-Йенсена [19]. Модель пояснює структуру спінової спіралі, як конкуренцію між феромагнітним спіновим обміном і антисиметричною взаємодією Дзялошинського-Морія (ДМ), в свою чергу, викликану відсутністю інверсійної симетрії в розташуванні атомів.

Розглянемо трохи детальніше взаємодію ДМ, як одну із основних причин порушення симетрії. Один із доказів існування нової антисиметричної взаємодії представлено в роботі [21]. Ґрунтуючись на при-

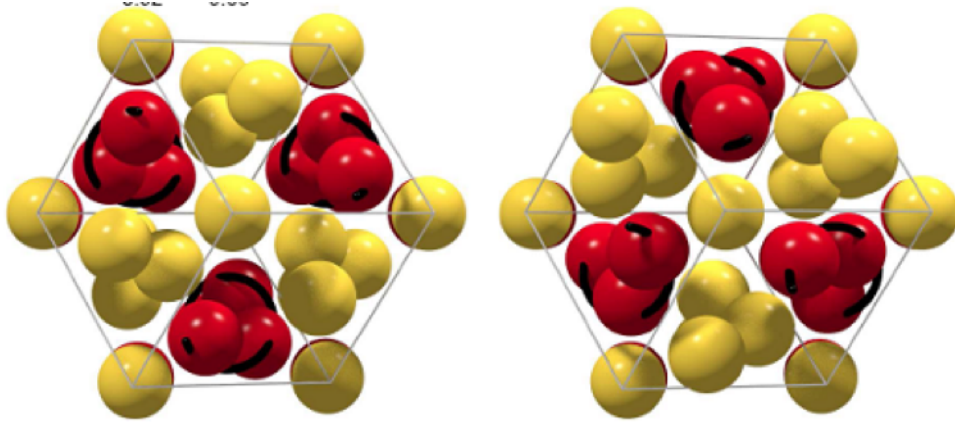


Рис. 1.1: Вид кристалографічної структури типу B20 MnSi уздовж осі  $[111]$  для структур, які прийнято називати кристалографічною правою структурою (малюнок ліворуч) і лівою (малюнок праворуч)[20].

пущенні, зробленому в роботі [21] і даним йому теоретичним обґрунтуванням [22], стверджується існування взаємодії ДМ, що виникає на інтерфейсах внаслідок недосконалості границь розділу. Взаємодію ДМ можна записати так:

$$E_{DM} = \sum_{i \neq j} D_{ij} [\vec{S}_i \times \vec{S}_j]$$

де  $\vec{S}_i$  і  $\vec{S}_j$  - спіни атомів  $i$  і  $j$ ;  $D_{ij}$  - вектор взаємодії між спінами [23].

Є дослідження, коли порушення симетрії намагались зробити штучно. Такі результати були представлені в роботах [24], де переважна заселеність одного типу спіралей (право-закручених) над іншими (ліво-закрученими) була отримана в  $\text{Ni}$  при пружній деформації кручення і склала близько 2%. При симетрії два типи цих спіралей знаходяться в рівновазі. Більш наглядним виявився експеримент зі шпінеллю  $\text{ZnCr}_2\text{Se}_4$  [25]. В цій роботі використовують поняття хіральності

сті про яку згадують коли спінові ланцюжки утворюють в просторі спіраль або гвинт і вона характеризує напрямок обертання спінів. Так в експерименті [25] середня хіральність гелікоїдальної структури управлялась при охолодженні зразка включенням електричного і магнітного поля. Експеримент показав, що електромагнітний ефект здатний змінити заселеність ліво- і право-закручених спіралей. Це означало, що вплив електричного поля на спінову систему призводить до асиметричного обміну між двома спінами, розташованими в сусідніх шарах, тобто до взаємодії ДМ.

Цікавим є напрям вивчення впливу немагнітних пружних дефектів чи неоднорідностей в магнітних матеріалах на властивості матеріалів. Такі неоднорідності зручно використовувати в якості збудження і регулювання спінових хвиль. Хвилі збудженні в такий метод називають магнітопружними хвилями, так як магнітні коливання супроводжуються коливаннями пружної системи. Зв'язок між магнітними і пружними коливаннями забезпечується за рахунок магнітопружної взаємодії. Але ця взаємодія в багатьох магнетиків часто є малою величиною та не сильно впливає на властивості магнітних матеріалів. Проте, наприклад, при спін-переорієнтаційному фазовому переході цей вплив суттєвий. Причинами таких явищ часто буває спонтанне порушення симетрії, обертання площини поляризації, магнітоакустичний резонанс та інше.

Серед усіх перелічених неоднорідностей в даній роботі будуть детальніше розглянуті неоднорідності пов'язані з порушенням просторової інверсійної симетрії та з магнітоеластичною взаємодією.

## 1.2 Порушення просторової інверсійної симетрії

Для магнітних матеріалів з відсутністю симетрії типу інверсії просторових осей в 1980-х роках теорія Гінзбурга-Ландау була досліджена в роботах [26]. А саме, в щільності енергії феромагнетика з порушенням симетрії просторової інверсії було включено інваріант наступного виду

$$D_{ijk}M_j\frac{\partial M_j}{\partial x_k}$$

де  $D_{ijk}$  - деякий тензор, компоненти якого є константами. Для кубічних феромагнетиків останній вираз приймає вигляд

$$\vec{M}(\nabla \times \vec{M}) = \varepsilon_{ikl}M_i\frac{\partial M_l}{\partial x_k}$$

$\varepsilon_{ikl}$  - антисиметричний тензор Леві-Чивіті.

В роботі [27] було проведено узагальнення рівнянь Ландау-Ліфшиця на випадок врахування спінової акумуляції і динаміки локалізованих спінів в гетероструктурі з порушенням інверсійної симетрії в умовах дії механізму спін-орбітального розсіяння Рашбі.

Теоретично був досліджений спектр дипольно-обмінних електромагнітних-спінових хвиль в дотично намагнічених несиметричних плоско шарових структурах метал-діелектрик-феромагнетик-діелектрик-метал[28]. Було показано, що порушення симетрії структури, обумовлене різницею діелектричних проникностей діелектричних шарів, може призвести до істотного посилення взаємодії спінових і електромагнітних хвиль.

В своїй роботі [29] В. В. Кругляк, О. Ю. Горобець, Ю. І. Горобець та А. Н. Кучко запропонували узагальнений вигляд граничних умов

Барнаса-Міллса. Автори додали в граничні умови ефекти, пов'язані з порушенням симетрії інверсії ( $x \rightarrow -x$ ), що є правдоподібним припущенням на границі між двома матеріалами, навіть якщо кожен з них є центросиметричним далеко від границі розділу. В такому випадку граничні умови зміняться, оскільки включатимуть доданки антисиметричного обмінного зв'язку [30], [31], які призводять до сильних неколінійних магнітних конфігурацій у нецентросиметричному магнітному матеріалі. В цій роботі для отримання граничних умов на межі двох феромагнетиків було використано стандартний підхід (теорія Гинзбурга-Ландау) для побудови інваріантів в енергії двохпідграткового магнетика з порушенням симетрії просторової інверсії однієї з осей. В [29] досліджується границя між двома напівнескінченими феромагнітними середовищами з намагніченнями  $\mathbf{M}_A$  та  $\mathbf{M}_B$ . Загальна енергія системи записана у формі, що враховує енергію взаємодії на границі, як у випадку двопідграткового магнітного матеріалу [32], [33].

$$\begin{aligned}
W = & -\vec{H} (M_{SA}\vec{m}_A + M_{SB}\vec{m}_B) - \frac{1}{2}\tilde{\beta}_A (\vec{m}_A\vec{n}_A)^2 - \frac{1}{2}\tilde{\beta}_B (\vec{m}_B\vec{n}_B)^2 \\
& + \frac{1}{2}\tilde{\alpha}_A \left( \frac{\partial \vec{m}_A}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2}\tilde{\alpha}_B \left( \frac{\partial \vec{m}_B}{\partial x} \right)^2 - \tilde{\beta}_{AB} (\vec{m}_A\vec{n}_A) (\vec{m}_B\vec{n}_B) \\
& - \tilde{A}_{AB}\vec{m}_A\vec{m}_B + \tilde{\alpha}_{AB}\frac{\partial \vec{m}_A}{\partial x}\frac{\partial \vec{m}_B}{\partial x} + \tilde{d}_{AB} [\vec{m}_A \times \vec{m}_B] \vec{n} \\
& + \tilde{\sigma}_{AB}\vec{m}_A\frac{\partial \vec{m}_B}{\partial x} + \tilde{\sigma}_{BA}\vec{m}_B\frac{\partial \vec{m}_A}{\partial x}
\end{aligned} \tag{1.1}$$

де допускається, що всі магнітні параметри змінюються всередині інтерфейсу, але залишаються сталими у середовищах А і В, як схематично зображено на рис. 1.2. Границя, її товщина  $2\delta$  та її положе-



ння визначаються діапазоном змін намагніченості насичення, тобто  $-\delta \leq x \leq \delta$ . Зазвичай, величини магнітних параметрів певного матеріалу не можуть бути визначені на проміжках на яких намагніченість насичення дорівнює нулю. В таких випадках можна вважати, що ці магнітні параметри також мають нульові значення. Осі легкої намагніченості, що характеризуються ортами  $\vec{n}_A$  і  $\vec{n}_B$ , можуть мати різні напрямки в двох середовищах. До того ж доданок з коефіцієнтом  $\beta_{AB}(x)$  враховує енергію анізотропії на границі, як для двофазного магнітного матеріалу.  $d_{AB}$  – параметр антисиметричної (Дзялошинського-Морія) обмінної взаємодії [34], [35], що зазвичай не робить внеску в густину енергії (оскільки більшість магнітних матеріалів є центросиметричними), але її потрібно враховувати біля границі, де порушується симетрія інверсії. Феноменологічні доданки з коефіцієнтами  $\sigma_{AB}$  і  $\sigma_{BA}$  відповідають за нелокальний обмінний зв'язок всередині граничного шару, але можуть також мати більш загальну природу.  $\alpha_{AB}$  – константа неоднорідної обмінної взаємодії, вона не робить внеску в густину енергії, але є незмінювана і наведена у рівнянні для загальності.

Два останні доданки в енергії - це окремий випадок виразу при  $x_i = x$  і це найпростіший інваріант такого типу з не тензорними коефіцієнтами пропорційності. В даній роботі інваріанти в енергії будуть узагальнені на випадок коефіцієнтів пропорційності тензорного виду.

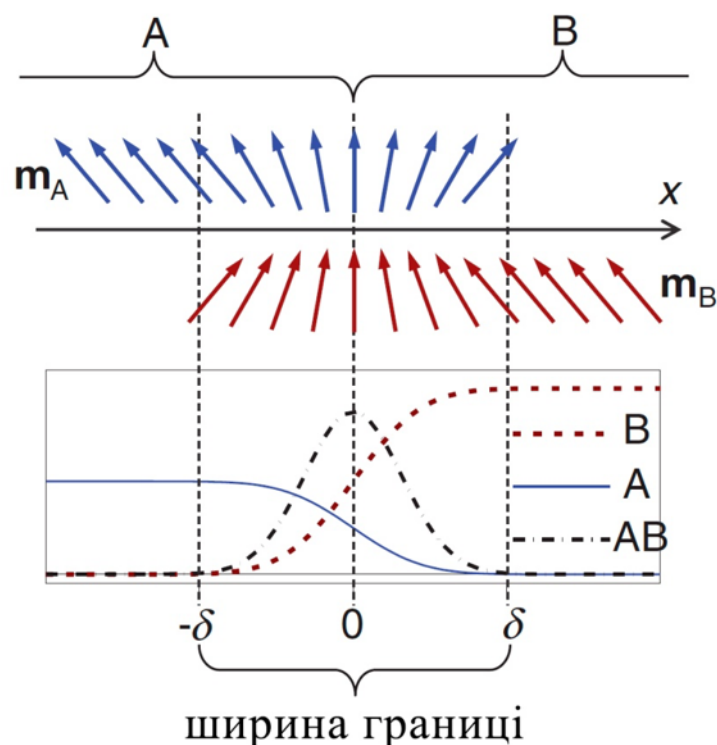


Рис. 1.2: Верхня частина зображує головну ідею двопідграткової моделі границі. Нижня частина рисунку схематично показує координатну залежність параметрів намагніченості, що характеризують матеріали A і B, і двопідгратковий матеріал AB на граничному проміжку [29].

### 1.3 Магнітоеластична взаємодія

Останнім часом велика увага приділяється зв'язку акустичних і спінових хвиль (СВ) [36], [37], [38]. Взаємодії між механічними і магнітними ступенями вільності цікаві з фундаментальної точки зору, а також для застосування в якості генераторів спінових хвиль, перетворювачів або фільтрів в магнітонних пристроях. Явища, що виникають в результаті взаємодії когерентного спіну та акустичних хвиль, вже розглядаються в науковій літературі: збудження спінових хвиль

акустичними хвилями [39], [40], [41], [42] і навпаки, [36], [43], [44], [45], акустичне параметричне накачування спінових хвиль [46], [47], магноно-фононий зв'язок в полостях [48], [49], [50] та синхронізація мод [51], магнонофононі кристали [37], [52], берегговське розсіювання спінових хвиль на ґратці, індукованої поверхневою акустичною хвилею [53], [54], [55], топологічні особистості магнітопружних збуджень [39], [56], акустично кероване спінове накачування, спіновий ефект Зеебека [57], [58] і оптичне збудження та виявлення магнітоакустических хвиль [59], [60], [61], [62], [63], [64], [65]. Проте на сьогоднішній день рідко досліджувалися задачі про збудження спінових хвиль поверхневими акустичними хвилями та відносно мало вивчалися взаємодії акустичних хвиль з магнітними елементами скінченних розмірів [60], [63], [65], [66]. На цих двох питаннях зробимо акцент.

Поверхневі акустичні хвилі широко досліджені в сейсмології [67], біосенсоріці [68], [69] і фононіці [70]. Але оскільки магнонні пристрої, що працюють з спіновими хвилями, в де-більшому засновані на технології тонких плівок, бажано розглянути акустичні хвилі, локалізовані на поверхні або на кордоні розділу [36], [37], [38].

Динамічні складові намагніченості викликають деформацію твердого тіла через магнітострикцію. З іншого боку, акустична деформація індукує динамічне ефективне магнітне поле, яке діє на намагніченість за допомогою зворотної магнітострикції. Якщо частота і довжина хвилі цієї індукованої деформації (ефективне поле) відповідають частоті і хвильовому вектору акустичної хвилі (спінової хвилі), критерій резонансу виконується і відбувається передача енергії між спіновими і акустичними хвилями. Це явище широко використовується в електромагнетизмі, останнім часом також в магноніці для спрямованих відгалужувачів [71], [72], [73].

В системі тонкий шар - підкладка, як правило, можуть поширюватися два види поверхневих акустичних хвиль: хвиля Релея і Лява. Хвиля Релея поляризована в сагітальній площині, а хвиля Лява - це пружна хвиля з горизонтальною поляризацією. Детальний опис поверхневих хвиль і меж їх існування є в роботі [74]. Аналізуючи систему з рівнянь Ландау-Ліфшиці та хвильового рівняння, отримано висновок, що хвиля Релея може збудити об'ємну спінову хвилю, а хвиля Лява - спінову хвилю з модами Деймона - Ешбаха. В довгохвильовому наближенні хвиля Лява може бути представлено рішенням Косевича [75] для горизонтальної поперечної хвилі, локалізованої на плоскому дефекті. Далі ми будемо використовувати цей тип хвилі і називати цю локалізовану хвилю «хвилею Косевича».

Мінімізація втрат енергії в сучасних обчислювальних пристроях вимагає неортодоксальних підходів до обробки сигналів [76], [77]. Наприклад, пропозиції щодо використання спінових хвиль [78] як носія даних призвели до економії енергії в енергонезалежних пристроях пам'яті, сприяючи зростанню інтересу до області досліджень магنونіки [3]. Однак цим сподіванням перешкоджає невелика відстань розповсюдження спінових хвиль, спричинена магнітним демпфуванням [79], [80], а магнітні ізолятори з низьким рівнем затухання важко структурувати в наномасштабні пристрої. Магнітострикційні матеріали пропонують шлях вирішення цієї проблеми. Дійсно, акустичні хвилі мають більшу довжину затухання порівняно зі спіновими хвилями на однакових частотах. Отже, їх використання в якості сигналу і носіїв інформації може зменшувати втрати при розповсюдженні. Також, у магнітострикційних матеріалах акустичні хвилі можуть спарюватися зі спіновими, утворюючи гібридні магнітоакустичні хвилі [45], [66], [81], [82].

Щоб мінімізувати магнітні втрати, розмір функціональних елементів магнітоакустичних пристроїв повинні бути мінімальними. Ця ідея дизайну може відкрити шлях до гібридних пристроїв, що поєднують функціональні переваги магноніки [3], [32] з енергоефективністю фононіки [42], [70], [83]. Спробувати спроектувати саме це є однією із поставлених задач в цій роботі.

#### **1.4 Дослідження про розповсюдження хвиль в системі двох плівок**

В останні десятиліття вивчення питання про поширення і поведінку спінових хвиль в багатошарових плівках є актуальною задачею і має технічний запит. Теорія спін-хвильових мод феромагнітного шару Деймона і Ешбаха [84] була розширена для двошарових систем ще в 1961 році [85]. У даній роботі була отримана формула, яка передбачає тип мод для однорідних несиметричних подвійних шарів, які розділені немагнітним шаром і в роботі було проаналізовано, як змінюється моди при зміні товщини немагнітного шару. Через рік автори [86] представили теорію магнитостатических спін-хвильових мод для неоднорідних двошарових структур. Перші експериментальні результати з вимірами спектрів спінових хвиль в симетричній двошаровій феромагнітній системі з подвійною дипольною полярністю були представлені і проаналізовані для паралельного і для антипаралельного намагніченого стану за допомогою непружного розсіювання світла з використанням брілюеновського спектрометра в роботі [87]. Також було проведено теоретичний аналіз [88] для спектрів спінових хвиль в двошаровому феромагнітному матеріалі з поверхнями (100) і (110) з урахуванням паралельного і антипаралельними стану

намагніченості плівки.

Було встановлено, що поширення хвиль в антипаралельній геометрії сильно невзаємне. Пізніше більш загальна теорія для спінохвильових мод в штучних шаруватих структурах була представлена в розрахунках для спінової хвилі в феромагнітних шарах, подвійних шарах і багатшарових структурах для малого хвильового вектора [89]. Після цього популярною темою досліджень для випадку подвійних шарів стало вивчення механізму міжшарової обмінної взаємодії, яка досліджувалася теоретично [89], [90] та експериментально [88], [91] та обома методами в роботі [92]. Наприклад, в експерименті була визначена залежність константи міжшарового обміну від товщини кордону розділу при кімнатній і низьких температурах в разі поширення спінових хвиль в подвійній магнітній системі з немагнітними кордонами розділу, наприклад, модель сендвіча з прошарком золота і хрому [88].

Ефект невзаємності в шаруватих структурах є актуальним питанням, наприклад, ця проблема була досліджена для однорідного бішару з динамічним зв'язком з смугою нікеля [93] і для магнетонного кристалу з симетричними і асиметричними межами [94]. Детальний аналіз впливу межі розділу матеріалів на розповсюдження спінових хвиль також досліджувався в таких роботах, як в статті про вплив товщини границі на затримку обміну в структурі сендвіча [91] і в роботі про демпфірування Гілберта на межі матеріалів [95].

Таким чином, роль кордону розділу між двома шарами є важливою темою дослідження і магнетоніка невиняток. Тому дану роботу буде присвячена дослідженню неоднорідного кордону.

## 1.5 Ефект невзаємності

Будь-які неоднорідності можуть призвести до порушенню взаємності хвиль. Саме тому, розглянемо поняття ефекту невзаємності та в яких областях науки його досліджують.

Взаємність є фундаментальною властивістю хвильового рівняння в лінійному середовищі, яке обумовлено симетрією зворотності часу (Т-симетрія). Але якщо симетрія порушується, то ми можемо спостерігати ефекти невзаємності. Під ефектами невзаємності зазвичай розуміють відмінність в параметрах хвиль, що пройшли через зразок, при поширенні хвилі, що падає, в двох протилежних напрямках. Такими параметрами можуть бути поляризація, згасання, а також швидкість поширення.

Для електромагнітних хвиль взаємність може порушуватись зовнішнім магнітним полем. Різні прояви ефекту невзаємності при поширенні електромагнітних хвиль оптичного діапазону були досить повно досліджені в останні роки, особливо в зв'язку з можливим застосуванням в кільцевих лазерах біжучої хвилі, оптичних затворах і в якості методу дослідження внутрішньої будови речовини [96], [97], [98], [99]. Зокрема, в роботах [98], [99] був теоретично розглянутий і експериментально виявлений новий механізм електромагнітної невзаємності в багатошарових системах з гіротропними шарами. Ці шари обумовлені наявністю просторового градієнту в напрямку хвилі одного з параметрів середовища і природної або наведеної гіротропії. В роботі [98] показано, що багатошарові системи з сильною невзаємністю можуть використовуватися в якості оптичних діодів або ізоляторів.

Ефекти невзаємності для електромагнітних хвиль розглянуто де-

тально, але в акустиці також розглядали ці ефекти [100], [101], [102], [103]. В роботі [104] були отримані ефекти невзаємності ультразвукових хвиль у результаті експериментального дослідження ультразвукових хвиль в фононному кристалі зануреного в воду, де вода виступає фактором порушення Т-симетрії. Більш фундаментальне дослідження про роль Т-симетрії була представлена в роботі [103], де врахування невзаємних ефектів, що виникали, дало можливість доповнити теорія зв'язаних мод.

Крім наукового інтересу, явище невзаємного розповсюдження хвиль має велике технологічне значення. Невзаємність забезпечує додатковий рівень контролю у формуванні потоку хвиль в областях мікрохвильової технології [105], фотоніки [106], [107], [108], магноніки [109], [110], [111], [112] та фононіки [113], [114]. Цей ефект важливий для стабілізації інтегральних схем і придушення перехресних перешкод, що впливають з недосконалості індукованого розсіювання.

Хоча багато досліджень було зроблено по оптичних невзаємностях, сучасний запит наноелектроніки стосується про невзаємне розповсюдження спінових хвиль. Саме тому сучасні роботи розглядають такі питання, як, наприклад, невзаємність акустичних хвиль досягнену за рахунок магнітопружної взаємодії зі спіновими хвилями [115] або навпаки невзаємність спінових хвиль, збуджених поверхневими акустичними [116]. В нашій роботі ми теж звернемо увагу на порушення взаємності спінових хвиль.

## **Висновки до розділу 1**

Отже, вивчення реальних структур призвело до багатьох досліджень аналізу впливу неоднорідностей на властивості матеріалів та



розповсюдження в них хвиль. Неоднорідності розглядаються, як перспективний шлях до контролю процесів розповсюдження чи збудження хвиль, тому є актуальною темою.

У підрозділі 1.2 розглянуті існуючі магнітні матеріали без центра інверсії. Приведено ряд експериментів, в яких було виявлено порушення симетрії у магнітних матеріалах. Було встановлено, що ефект для всіх масивних матеріалів слабо проявляється. З цієї причини увагу дослідників привернуло порушення симетрії інверсії на поверхнях і межах розділу, коли ці розміри порівняні з загальними розмірами зразка. Поява порушення симетрії пояснюється конкуренцією обмінних взаємодій з взаємодією ДМ. Детально проаналізувавши теоретичні роботи в заданій тематиці, можна зробити висновок, що багато важливих задач ще не вирішено. Одна з таких задач – це виведення узагальнених граничних умов для межі між двома магнетиків, в якій порушена симетрії типу інверсії просторових осей.

Проаналізувавши роботи в яких приділено увагу тісному зв'язку магнітних і акустичних хвиль встановлено, що дослідження цієї тематики відкриває велику перспективу для технічних покращень в різних областях наноелектроніки. Через особливість магнітоніки використовувати тонкі плівки, є запит на дослідження методів збудження спінових хвиль поверхневими акустичними хвилями. Аналіз поверхневих акустичних хвиль показав оптимальність використати в вивченні хвилю типу хвиля Косевича. Крім того, встановлено, що магнітопружна взаємодія може бути варіантом вирішення проблеми швидкого демпування спінової хвилі і це може відкрити шлях до створення гібридних пристроїв, які поєднують функціональні переваги магнітоніки з енергоефективністю фононіки.

Було проаналізовано роботи про ефекти невзаємності в наноеле-

ктроніці. Встановлено, що будь-які неоднорідності можуть призвести до ефектів невзаємності, які детально були вивчені в фотоніці і фоніці. В останні роки ці ефекти вивчають і в маґноніці, тому і в цій роботі буде приділено увагу цим ефектам.

Розгляд видів неоднорідностей і задач про двошарові системи привів до ідеї детального розгляду задачі з неоднорідностями, які обумовлені маґнітопружньою взаємодією та порушенням симетрії просторової інверсії.

## Розділ 2

### Вплив порушення симетрії типу інверсії просторових осей на межі двох феромагнетиків

#### 2.1 Узагальнені граничні умови для системи двох напівнескінченних феромагнетиків

##### 2.1.1 Постановка задачі

Розглянемо систему двох напівнескінченних феромагнетиків з намагніченнями  $\mathbf{M}_1$  та  $\mathbf{M}_2$ , що контактують вздовж площини  $yOz$ . Межа між феромагнетиками скінченної довжини  $\delta$ . Кожен матеріал характеризується параметрами обмінної взаємодії  $\alpha_1, \alpha_2$  та одновісної магнітної анізотропії  $\beta_1, \beta_2$ , які повільно та неперервно змінюються вздовж осі  $Ox$ . Легка вісь магнетика і зовнішнє постійне магнітне поле  $\mathbf{H}_0$  направлені вздовж осі  $Oz$  (див. рис.2.1).

Для встановлення граничних умов на межі поділу феромагнетик-1 – границя – феромагнетик-2 потрібно скористатись рівнянням руху магнітного моменту феромагнетика, яке також носить назву рівняння Ландау-Ліфшиця. Запишемо останнє для ФМ-1 та ФМ-2 відповідно:

$$\frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial t} = g \left[ \mathbf{M}_1 \times \mathbf{H}_{\text{еф}}^{(1)} \right], \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t} = g \left[ \mathbf{M}_2 \times \mathbf{H}_{\text{еф}}^{(2)} \right], \quad (2.2)$$

де  $g = \frac{2\mu_0}{\hbar}$  - магнітомеханічне відношення,  $\mu_0$  - магнетон Бора.

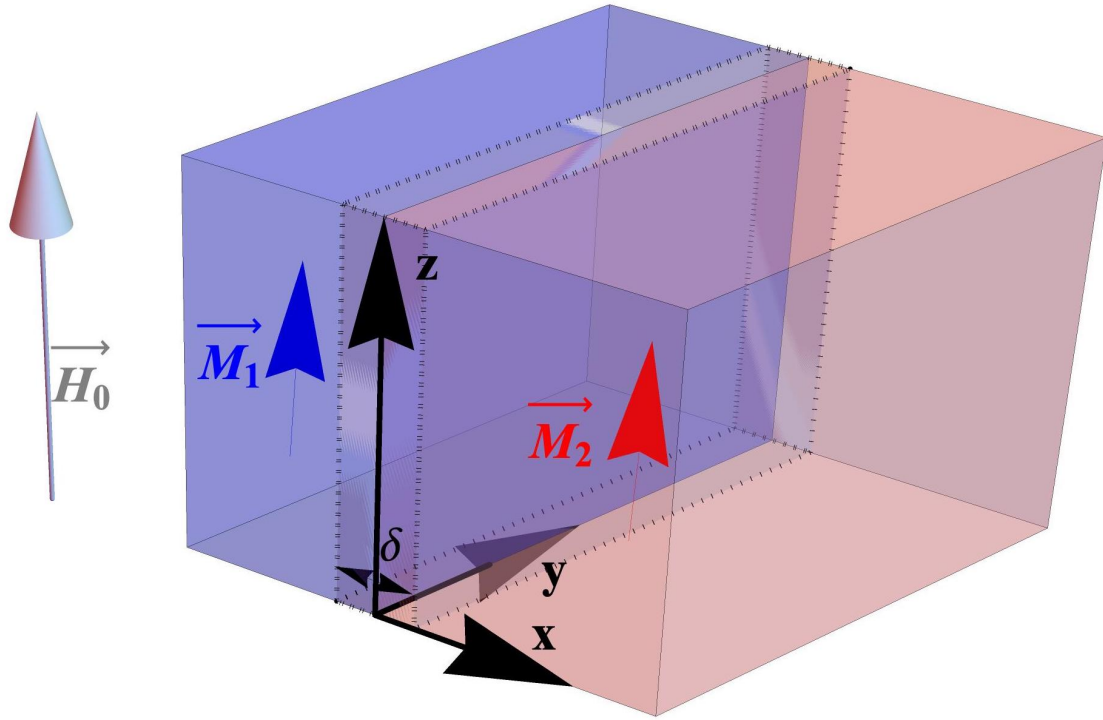


Рис. 2.1: Ілюстрація моделі феромагнітних шарів з тонким неоднорідним інтерфейсом. Синій паралелепіпед - це перший феромагнетик, рожевий - другий відповідно. Фіолетовим кольором позначено область неоднорідної межі в якій порушується інверсійна симетрія та позначена її товщина  $\delta$ . Напрямки намагніченості насичення обох магнетиків  $M_{01}$ ,  $M_{02}$  та зовнішнього поля  $H_0$  співпадають із напрямком осі  $z$ .

Дисипація для вектора намагніченості в кожній частині структури феромагнетик-1 – феромагнетик-2 не враховується. Варто також зазначити, що вектори  $\mathbf{M}_1$ ,  $\mathbf{M}_2$ ,  $\mathbf{H}_{\text{еф}}^{(1)}$  та  $\mathbf{H}_{\text{еф}}^{(2)}$ , як і функції, які описують магнітні властивості системи (їх розглянемо нижче), залежать лише від  $x$ , тож надалі позначення цієї залежності можна опустити.

Запишемо закон дисперсії спінових хвиль:

$$\omega = g (H_0 + \beta M_0 + M_0 \alpha k^2) \quad (2.3)$$

$k$  - це хвильовий вектор спінової хвилі частоти  $\omega$ .

Для врахування скінченності товщини границі розділу цих феромагнетиків запишемо енергію системи: феромагнетик-1-границя-феромагнетик-2 як енергію двохпідграткового магнетика

$$W = S \int dx \left( w_{\text{одн}}^{12} + w_{\text{об}}^1 + w_{\text{об}}^2 + w_H^{(1)} + w_H^{(2)} + w_{\text{ан}}^1 + w_{\text{ан}}^2 + w_{\text{сим}}^{12} + w_{\text{сим}}^{21} \right) \quad (2.4)$$

Перший доданок  $w_{\text{одн}}^{12} = A_{12}(x) \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2$  - це обмінна енергія, яка характеризує однорідний обмін між підгратками,  $A_{12}(x)$  - це обмінний коефіцієнт, що має не нульове значення в товщі границі. Другий і третій доданок  $w_{\text{об}}^{1,2} = \frac{1}{2} \alpha_{1,2}(x) \left( \frac{\partial \mathbf{M}_{1,2}}{\partial x} \right)^2$  описує обмінну енергію першого і другого магнетика. Четвертий і п'ятий доданок  $w_H^{1,2} = -\mathbf{H}_0 \mathbf{M}_{1,2}$  описують Зейманівську густину енергії. Наступні члени  $w_{\text{ан}}^n = -\frac{1}{2} \beta_{1,2}(x) (\mathbf{M}_1 \mathbf{n}_1)^2$  - це енергію магнітної анізотропії кожного феромагнетика. Останні доданки енергії  $w_{\text{сим}}^{12} = D_{ilk}^{12}(x) M_{1i} \frac{\partial M_{2l}}{\partial x}$  і  $w_{\text{сим}}^{21} = D_{ilk}^{21}(x) M_{2l} \frac{\partial M_{1i}}{\partial x}$  виражають порушення симетрії на границі, де  $D_{ilk}^{12}$ ,  $D_{ilk}^{21}$  - тензори порушення симетрії.

Система має симетрію типу інверсії просторових осей і біля границі між магнетиками при  $x = 0$  симетрія  $x \rightarrow -x$  порушена, тому єдиний ненульовий член у виразі щільності енергії, який описує порушення симетрії інверсії просторових осей буде  $D_{ilk}^{12} = D_{il1}^{12}$ ,  $D_{ilk}^{21} = D_{il1}^{21}$ , з  $k = 1$ . Далі будемо використовувати позначення  $D_{il1}^{12} = d_{il}^{12}$ ,

$D_{il}^{21} = d_{il}^{21}$ . Тому густина енергії порушення симетрії матиме вигляд  $w_{\text{сим}}^{12} = d_{il}^{12}(x) M_{1i} \frac{\partial M_{2l}}{\partial x}$  та  $w_{\text{сим}}^{21} = d_{il}^{21}(x) M_{2l} \frac{\partial M_{1l}}{\partial x}$ .

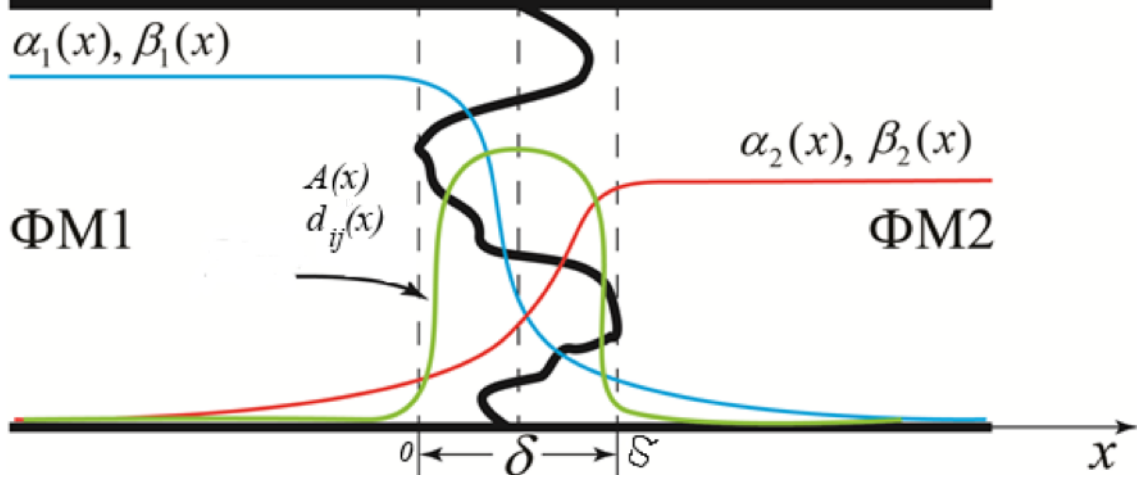


Рис. 2.2: Схематичне зображення функціонального вигляду параметрів  $\alpha_{1,2}(x)$ ,  $\beta_{1,2}(x)$ ,  $A_{12}(x)$ ,  $d_{il}(x)$  поблизу неоднорідної границі.

Схематично функціональні залежності описаних множників представлено на рис. 2.2. Параметри обмінної взаємодії  $\alpha_1(x)$ ,  $\alpha_2(x)$  є функціями відстані до границі  $\alpha_1(x) \xrightarrow{x \in (-x,0)} \alpha_1$ ,  $\alpha_1(x) \xrightarrow{x \in (\delta,x)} 0$ ,  $\alpha_2(x) \xrightarrow{x \in (-x,0)} 0$  та  $\alpha_2(x) \xrightarrow{x \in (\delta,x)} \alpha_2$  і коефіцієнти анізотропії  $\beta_1(x)$ ,  $\beta_2(x)$  також є функціями відстані від границі  $\beta_1(x) \xrightarrow{x \in (-x,0)} \beta_1$ ,  $\beta_1(x) \xrightarrow{x \in (\delta,x)} 0$ ,  $\beta_2(x) \xrightarrow{x \in (-x,0)} 0$  та  $\beta_2(x) \xrightarrow{x \in (\delta,x)} \beta_2$ . Коефіцієнти  $A_{12}(x)$  та  $d_{il}(x)$  не дорівнюють 0 лише всередині границі скінченної товщини.

Знайдемо варіацію щільності енергії системи

$$\begin{aligned}
\delta W = S \int dx & (A_{12}(x) \mathbf{M}_1 \delta \mathbf{M}_2 + A_{12}(x) \mathbf{M}_2 \delta \mathbf{M}_1 - \mathbf{H}_0 \delta \mathbf{M}_1 \\
& - \mathbf{H}_0 \delta \mathbf{M}_1 - \frac{\partial}{\partial x} \left( \alpha_1(x) \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial x} \right) \delta \mathbf{M}_1 - \frac{\partial}{\partial x} \left( \alpha_2(x) \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x} \right) \delta \mathbf{M}_2 \quad (2.5) \\
& - \beta_1(x) (\mathbf{M}_1 \mathbf{n}_1) \mathbf{n}_1 \delta \mathbf{M}_1 - \beta_2(x) (\mathbf{M}_2 \mathbf{n}_2) \mathbf{n}_2 \delta \mathbf{M}_2 + d_{il}^{12}(x) \frac{\partial M_{2l}}{\partial x} \delta M_{1i} \\
& - \frac{\partial}{\partial x} (d_{il}^{12}(x) M_{1i}) \delta M_{2l} + d_{il}^{21}(x) \frac{\partial M_{1l}}{\partial x} \delta M_{2i} - \frac{\partial}{\partial x} (d_{il}^{21}(x) M_{2i}) \delta M_{1l} \Big)
\end{aligned}$$

Знайдемо ефективне поле для енергії  $W$  за формулою:

$$\mathbf{H}_{\text{еф}} = - \frac{\delta W}{\delta \mathbf{M}} \quad (2.6)$$

Ефективне поле для першого магнетика має вигляд

$$\begin{aligned}
\mathbf{H}_{\text{еф}}^1 = & -A_{12}(x) M_2 + \mathbf{H}_0 + \frac{\partial}{\partial x} \left( \alpha_1(x) \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial x} \right) \quad (2.7) \\
& + \beta_1(x) (\mathbf{M}_1 \mathbf{n}_1) \mathbf{n}_1 + \mathbf{B}_1
\end{aligned}$$

Відповідно для другого магнетика

$$\begin{aligned}
\mathbf{H}_{\text{еф}}^2 = & -A_{12}(x) M_1 + \mathbf{H}_0 + \frac{\partial}{\partial x} \left( \alpha_2(x) \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x} \right) \quad (2.8) \\
& + \beta_2(x) (\mathbf{M}_2 \mathbf{n}_2) \mathbf{n}_2 + \mathbf{B}_2
\end{aligned}$$

де  $B_{1i} = d_{il} \frac{\partial M_{2l}}{\partial x} + \frac{\partial d_{li}^{21}}{\partial x} M_{2l}$ ,  $B_{2i} = -d_{il} \frac{\partial M_{1l}}{\partial x} + \frac{\partial d_{li}^{12}}{\partial x} M_{1l}$ ,  $d_{il} = d_{il}^{21} - d_{li}^{12}$ .

Для подальшого аналізу важливо оцінити величину параметра  $d_{il}$ . Порушення просторової симетрії пояснюється, як зміна обмінної взаємодії, тому порівнювати будемо енергію порушення симетрії з

загальним членом обмінної енергії.

Щоб оцінити порядок параметра симетрії запишемо обмінну енергію у вигляді [32].

$$w_{ex} = \int \frac{1}{2} \alpha_{ijlm} \frac{\partial M_l}{\partial x_j} \frac{\partial M_m}{\partial x_j} dV \quad (2.9)$$

Нехай тензор  $\alpha_{ijlm} = a_{ijlm}(\vec{r})$  має залежність від координати. Візьмемо варіацію енергії 2.9:

$$\begin{aligned} \delta w_{ex} &= \int \frac{1}{2} \alpha_{ijlm} \frac{\partial}{\partial x_i} \delta M_l \frac{\partial M_m}{\partial x_j} dV + \int \frac{1}{2} \alpha_{ijlm} \frac{\partial M_l}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial x_j} \delta M_m \\ &= -\frac{1}{2} \int \alpha_{ijlm} \delta M_l \frac{\partial^2 M_m}{\partial x_j \partial x_i} dV - \frac{1}{2} \int \delta M_l \frac{\partial M_m}{\partial x_j} \frac{\partial \alpha_{ijlm}}{\partial x_i} dV \\ &\quad - \frac{1}{2} \int \alpha_{ijlm} \delta M_m \frac{\partial^2 M_m}{\partial x_i \partial x_j} dV - \frac{1}{2} \int \delta M_m \frac{\partial M_m}{\partial x_i} \frac{\partial \alpha_{ijlm}}{\partial x_j} dV \end{aligned} \quad (2.10)$$

Якщо порівняти варіацію енергії 2.5 і варіацію енергії порушення симетрії, можна помітити схожі доданки, а саме

$$-\frac{1}{2} \int \delta M_l \frac{\partial M_m}{\partial x_j} \frac{\partial \alpha_{ijlm}}{\partial x_i} dV \text{ і } \int \bar{d}_{ijk} \frac{\partial M_{2i}}{\partial x_k} \delta M_{1j} dV$$

Бачимо, що  $\frac{1}{2} \frac{\partial \alpha_{ijlm}}{\partial x_i} = d_{ijk}$ , а тому  $d_{ijlm} \approx \frac{\alpha}{2\delta}$ . Тому в подальшому для аналізу будемо використовувати порівняння коефіцієнту порушення симетрії з константою обміну.



### 2.1.2 Узагальнені граничні умови для намагніченості у випадку контакту двох феромагнітних матеріалів при проходженні лінійної хвилі

Розглянемо систему з двох феромагнетиків, на границі між якими порушується симетрія типу інверсії просторових осей. Енергія такої системи матиме вигляд 2.4.

Запишемо рівняння Ландау-Ліфшиця (2.1 - 2.2) та проінтегруємо систему рівнянь по товщині границі  $\delta \in [0, \delta]$ , при цьому вважатимемо  $x$  спрямованим перпендикулярно до границі розділу феромагнетиків

$$\int_0^\delta \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial t} dx = g \int_0^\delta \left[ \mathbf{M}_1 \times \mathbf{H}_{\text{еф}}^{(1)} \right] dx, \quad (2.11)$$

$$\int_0^\delta \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t} dx = g \int_0^\delta \left[ \mathbf{M}_2 \times \mathbf{H}_{\text{еф}}^{(2)} \right] dx, \quad (2.12)$$

Підставимо значення ефективного поля першого і другого магнетика. У випадку достатньо тонкої границі (тобто для  $\lambda_{\text{спін.хв}} \gg \delta$ , де  $\lambda_{\text{спін.хв}}$  – довжина досліджуваної спінової хвилі), використовуючи теорему Лагранжа про скінченні прирости, інтеграли по товщині границі від намагніченості можна представити як добуток середнього значення підінтегрального виразу (далі позначено кутовими дужками  $\langle \rangle$ ) на товщину границі  $\delta$ . Для доданків в підінтегральному виразі, які містять зміну намагніченості по координаті, інтегрування можна виконати частинами. Доданки ж, які містять повні похідні  $\frac{d}{dx}$  при інтегруванні по товщині границі дорівнюватимуть своїм підінтегральним виразам, визначеним на границях інтегрування.

У результаті інтегрування, отримаємо першу і другу граничну

УМОВУ

$$-A [\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2] - \alpha_1 \left[ \mathbf{M}_1 \times \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial x} \right] + \beta_1 [\mathbf{M}_1 \times \mathbf{n}_1] \mathbf{M}_1 \mathbf{n}_1 \quad (2.13)$$

$$+ [\mathbf{M}_1 \times \mathbf{B}_1] = 0$$

$$-A [\mathbf{M}_2 \times \mathbf{M}_1] + \alpha_2 \left[ \mathbf{M}_2 \times \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x} \right] + \beta_2 [\mathbf{M}_2 \times \mathbf{n}_2] \mathbf{M}_2 \mathbf{n}_2 \quad (2.14)$$

$$+ [\mathbf{M}_2 \times \mathbf{B}_2] = 0$$

$B_{1i} = \langle d_{il} \rangle \delta \frac{\partial M_{2l}}{\partial x} + d_{li}^{21} \Big|_0^\delta M_{2l}$ ,  $B_{2i} = -\langle d_{il} \rangle \delta \frac{\partial M_{1l}}{\partial x} + d_{li}^{12} \Big|_0^\delta M_{1l}$ . Також зазначимо, що  $A = \langle A_{12}(x) \rangle \delta$ ,  $\beta_1 = \langle \beta_1(x) \rangle \delta$ ,  $\beta_2 = \langle \beta_2(x) \rangle \delta$ ,  $d_{il} = \langle d_{il}(x) \rangle \delta$ ,  $\langle \rangle$ - середнє значення функції на інтервалі від 0 до  $\delta$ .

У першому середовищі розглядається слабке збудження феромагнітних станів, яке характеризується дуже малими відхиленнями вектора намагніченості  $\mathbf{M}_1$  відносно основного стану. Таким чином, вектор можна представити у вигляді  $\mathbf{M}_1 = \mathbf{M}_{01} + \mathbf{m}_1$ , де  $\mathbf{M}_{01}$  – намагніченість насичення,  $\mathbf{m}_1$  – мале відхилення від основного стану. Коливання вектора  $\mathbf{m}_1$  поширюються у вигляді плоских спінових хвиль. Аналогічні міркування справедливі для вектора намагніченості  $\mathbf{M}_2$  у другому середовищі:  $\mathbf{M}_2 = \mathbf{M}_{02} + \mathbf{m}_2$ .

Запишемо проекції граничних умов на осі, якщо  $\mathbf{M}_1 (m_{1x}, m_{1y}, M_{01})$ ,

$\mathbf{M}_2(m_{2x}, m_{2y}, M_{02})$ .

$$\left( (A\gamma - \beta_1) m_{1x} - Am_{2x} - \alpha_1 \frac{\partial m_{1x}}{\partial x} \right. \quad (2.15)$$

$$\left. + \left( d_{xl} - \frac{m_{1x}}{M_{01}} d_{zl} \right) \frac{\partial M_{2l}}{\partial x} + \left( d_{lx}^{21}|_0^\delta - \frac{m_{1x}}{M_{01}} d_{lz}^{21}|_0^\delta \right) M_{2l} \right) \Big|_{x=0} = 0$$

$$\left( (A\gamma - \beta_1) m_{1y} - Am_{2y} - \alpha_1 \frac{\partial m_{1y}}{\partial x} \right. \quad (2.16)$$

$$\left. + \left( d_{yl} - \frac{m_{1y}}{M_{01}} d_{zl} \right) \frac{\partial M_{2l}}{\partial x} + \left( d_{ly}^{21}|_0^\delta - \frac{m_{1x}}{M_{01}} d_{lz}^{21}|_0^\delta \right) M_{2l} \right) \Big|_{x=0} = 0$$

$$\left( \left( -\frac{A}{\gamma} + \beta_2 \right) m_{2x} + Am_{1x} - \alpha_2 \frac{\partial m_{2x}}{\partial x} \right. \quad (2.17)$$

$$\left. + \left( d_{xl} - \frac{m_{2x}}{M_{02}} d_{zl} \right) \frac{\partial M_{1l}}{\partial x} + \left( -d_{lx}^{12}|_0^\delta + \frac{m_{2x}}{M_{02}} d_{lz}^{12}|_0^\delta \right) M_{1l} \right) \Big|_{x=0} = 0$$

$$\left( \left( -\frac{A}{\gamma} + \beta_2 \right) m_{2y} + Am_{1y} - \alpha_2 \frac{\partial m_{2y}}{\partial x} \right. \quad (2.18)$$

$$\left. + \left( d_{yl} - \frac{m_{2y}}{M_{02}} d_{zl} \right) \frac{\partial M_{1l}}{\partial x} + \left( -d_{ly}^{12}|_0^\delta + \frac{m_{2x}}{M_{02}} d_{lz}^{12}|_0^\delta \right) M_{1l} \right) \Big|_{x=0} = 0$$

Відношення намагніченості насичення позначили  $\gamma = \frac{M_{02}}{M_{01}}$ , яке будемо використовувати в подальшому описі. Для випадку однакових матеріалів це відношення дорівнює одиниці. Як видно на рис. 2.2 параметр порушення симетрії на границях межі приймає нульове значення, тому  $d_{li}^{12}|_0^\delta = 0$ ,  $d_{li}^{21}|_0^\delta = 0$ . Тому граничні умови спростяться.

В цьому розділі розглянемо лінійну хвилю, тому вектори намагніченості падаючої та відбитої лінійної хвилі можна представити у

вигляді

$$\begin{aligned} m_{1x} &= A_0 \cos \left( \varphi_+^{(1)} + \varphi_0 \right) + R_1 \cos \left( \varphi_-^{(1)} + \varphi_{01} \right) \\ m_{1y} &= A_0 \sin \left( \varphi_+^{(1)} + \varphi_0 \right) + R_1 \sin \left( \varphi_-^{(1)} + \varphi_{01} \right) \\ M_{1z} &= M_{01} \end{aligned} \quad (2.19)$$

де  $A_0$  - це модуль амплітуди падаючої спінової хвилі,  $R_1$  - це модуль амплітуди відбитої хвилі,  $\varphi_{\pm}^{(1)} = \pm k_1 x + \omega t$ ,  $\varphi_0 = const$ ,  $\varphi_{01} = const$ .

Аналогічно компоненти намагніченості для спінових хвиль, що пройшли в середовище другого феромагнетика, можна представити наступним чином

$$\begin{aligned} m_{2x} &= A_2 \cos \left( \varphi^{(2)} + \varphi_{02} \right) \\ m_{2y} &= A_2 \sin \left( \varphi^{(2)} + \varphi_{02} \right) \\ M_{2z} &= M_{02} \end{aligned} \quad (2.20)$$

де  $A_2$  - це модуль амплітуди спінових хвиль, які пройшли в друге середовище,  $\varphi^{(2)} = k_2 x + \omega t$ ,  $\varphi_{02} = const$ .

Введемо позначення коефіцієнта відбиття  $R$  и проходження  $D$  для подальшого аналізу,  $R = \frac{R_1}{A_0}$ ,  $D = \frac{A_2}{A_0}$ .

Підставимо проекції намагніченості в граничні умови та отримаємо систему рівнянь, розв'язавши яку отримаємо формулу для

розрахунку коефіцієнта відбиття и проходження

$$\left\{ \begin{array}{l} ((A\gamma - \beta_1) (\sin \varphi_0 + R \sin \varphi_1) - d_{yy}k_2 D \cos \varphi_2 \\ - \alpha_1 k_1 (R \cos \varphi_1 - \cos \varphi_0) + (d_{yx}k_2 - A) D \sin \varphi_2 = 0 \\ ((A\gamma - \beta_1) (\cos \varphi_0 + R \cos \varphi_1) - (d_{xy}k_2 + A) D \cos \varphi_2 \\ - \alpha_1 k_1 (\sin \varphi_0 - R \sin \varphi_1) + d_{xx}k_2 D \sin \varphi_2 = 0 \\ A (\sin \varphi_0 + R \sin \varphi_1) + \alpha_2 k_2 D \cos \varphi_2 + \left( \beta_2 - \frac{A}{\gamma} \right) D \sin \varphi_2 \\ + d_{yx}k_1 (\sin \varphi_0 - R \sin \varphi_1) + d_{yy}k_1 (R \cos \varphi_1 - \cos \varphi_0) = 0 \\ A (R \cos \varphi_1 - \cos \varphi_0) + \alpha_2 k_2 D \sin \varphi_2 + \left( \frac{A}{\gamma} - \beta_2 \right) D \cos \varphi_2 \\ + d_{xy}k_1 (\cos \varphi_0 - R \cos \varphi_1) - d_{xx}k_1 (\sin \varphi_0 - R \sin \varphi_1) = 0 \end{array} \right. \quad (2.21)$$

Для перевірки правильності отриманих граничних умов, можемо усі параметри порушення симетрії прирівняти к нулю і запевнитися, що ми отримаємо граничні умови, які однакові з граничними умовами для однорідної межі, які були представлені в статті [34].

Розв'яжемо систему 2.21 для випадку, коли в тензорі порушення симетрії є тільки ненульові діагональні члени. Аналіз показав, що діагональні члени мають більший вплив на коефіцієнт відбиття та проходження, тому для спрощення запису ми знехтуємо недіагональними компонентами. Для збереження законів енергії діагональні члени мають бути рівні між собою. Тому  $d_{xx} = d_{yy}$  та надалі будемо використовувати позначення  $d_{yy}$ . Фазу хвилі, що пройшла покладемо нулем  $\varphi_{02} = 0$ .

Розв'язки системи мають наступний вигляд:

$$R = \sqrt{\frac{(d_1 - d_2 + d_3)^2 - (f_1 - f_2 - f_3 + f_4)^2}{4j^2 + (d_1 - d_2 + d_3)^2 + (f_1 - f_2 - f_3 + f_4)^2}} \quad (2.22)$$

$$D = \sqrt{\frac{4j^2}{4j^2 + (d_1 - d_2 + d_3)^2 + (f_1 - f_2 - f_3 + f_4)^2}} \quad (2.23)$$

$$tg\varphi_0 = \frac{d_3 + d_2 - d_1}{f_3 + f_4 - f_1 - f_2} \quad (2.24)$$

$$tg\varphi_1 = -\frac{d_1 - d_2 + d_3}{(f_1 - f_2 - f_3 + f_4)} \quad (2.25)$$

де позначення  $d_1 = A(\beta_1 + \beta_2\gamma^2)$ ,  $d_2 = \beta_1\beta_2\gamma$ ,  $d_3 = \gamma k_1 k_2 (d_{yy}^2 - \alpha_1\alpha_2)$ ,  $f_1 = Ak_1(\alpha_1 + \gamma d_{yy})$ ,  $f_2 = A\gamma k_2(\alpha_2\gamma + d_{yy})$ ,  $f_3 = \alpha_1\beta_2\gamma k_1$ ,  $f_4 = \alpha_2\beta_1\gamma k_2$ ,  $j = \gamma k_1(\beta_1 d_{yy} - A(\alpha_1 + \gamma d_{yy}))$ .

Внесок параметру порушення симетрії в отримані коефіцієнти детально розглянемо пізніше.

### 2.1.3 Узагальнення граничних умов для намагніченості для випадку збудження нелінійної хвилі в другому матеріалі

Рівняння динаміки намагніченості 2.15 - 2.18 є нелінійним. Лінійне наближення, яке використовують для опису розповсюдження спінових хвиль, справедливе лише для малих амплітуд змінних складових магнітного поля і намагніченості. При порівняно великих амплітудах поля і намагніченості лінійний зв'язок між ними порушується, що приводить до виникнення цілого ряду нелінійних явищ, які вже

на протязі багатьох років є об'єктом високого інтересу дослідників.

Важливою частиною дослідження динаміки намагніченості є пошук і аналіз розв'язків рівняння Ландау-Ліфшиця. Такі розв'язки з середини XX сторіччя і по сьогоднішній день відіграють важливу роль для опису реально існуючих розподілів параметру порядку феро- та антиферомагнетиків, в тому числі для опису доменних границь, впорядкованих доменних структур, нелінійних хвиль, магнітних динамічних та топологічних солітонів.

Розглянемо систему з двох феромагнетиків на межі яких порушується симетрія типу інверсії просторових осей, але тепер хвиля, що падає, є лінійною, а після проходження границі в другому матеріалі хвиля стає нелінійною.

Для даної задачі справедливі формули 2.1 - 2.13, але якщо у першому середовищі, як і в задачі в підрозділі 2.1.2, розглядається слабке збудження феромагнітних станів, яке характеризується дуже малими відхиленнями вектора намагніченості відносно основного стану, то вектор намагніченості  $\vec{m}_2$  у другому середовищі не можна характеризувати малими відхиленнями. Проте граничні умови 2.13, які були отримані раніше, актуальні і для цієї задачі. Отже, вектор намагніченості у першому середовищі можна представити у вигляді  $\vec{M}_1 = \vec{M}_{01} + \vec{m}_1$ , як в попередньому розділі. Коливання вектора поширюються у вигляді плоских спінових хвиль.

Якщо розписати компоненти векторів намагнічення, то для векторів в першому середовищі компоненти представимо, як в підрозділі 2.1.2 в формулі 2.20. А компоненти намагніченості для спінових хвиль, що пройшли в середовище другого феромагнетика [117] представимо

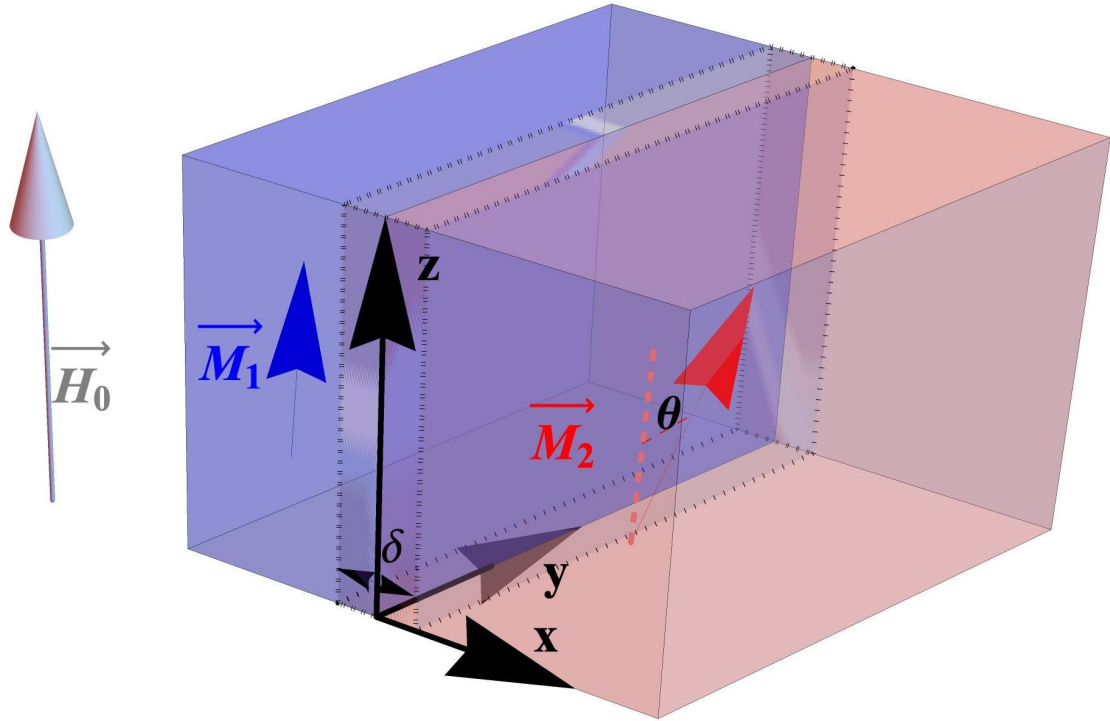


Рис. 2.3: Ілюстрація моделі матеріалу в якій падаюча лінійна хвиля стає нелінійною. Синій паралелепіпед - це перший ферромагнетик, рожевий - другий відповідно. Фіолетовим позначено область неоднорідної межі в якій порушується інверсійна симетрія та позначена її товщина  $\delta$ . Напрямки намагніченості насичення обох магнетиків  $M_{01}$ ,  $M_{02}$  та зовнішнього поля  $H_0$  співпадають із напрямком осі  $z$ .  $\theta$  - кут відхилення намагніченості від основного стану.

$$\begin{aligned}
 M_{2x} &= M_{02} \sin \theta \cos \varphi_2 \\
 M_{2y} &= M_{02} \sin \theta \sin \varphi_2 \\
 M_{2z} &= M_{02} \cos \theta \\
 \varphi_2 &= \omega t - k_2 x
 \end{aligned}
 \tag{2.26}$$

$\theta$  - кут відхилення намагніченості від основного стану.



Підставимо проекції намагніченості в узагальнені граничні умови і отримаємо систему для знаходження коефіцієнту відбиття і проходження

$$\begin{aligned}
& (A\gamma_1 - \beta_1) (\sin \varphi_0 + R \sin \varphi_1) - d_{yy}k_2 D \cos \varphi_2 \\
& - \alpha_1 k_1 (R \cos \varphi_1 - \cos \varphi_0) + (d_{yx}k_2 - A) D \sin \varphi_2 = 0 \\
& (A\gamma_1 - \beta_1) (\cos \varphi_0 + R \cos \varphi_1) - (A + d_{xy}k_2) D \cos \varphi_2 \\
& - \alpha_1 k_1 (\sin \varphi_0 - R \sin \varphi_1) + d_{xx}x_2 D \sin \varphi_2 = 0 \\
& A (\sin \varphi_0 + R \sin \varphi_1) + \alpha_2 k_2 D \cos \varphi_2 + \left( \beta_2 - \frac{A}{\gamma_1} \right) D \sin \varphi_2 \\
& + d_{yx}k_1 (\sin \varphi_0 - R \sin \varphi_1) + d_{yy}k_1 (R \cos \varphi_1 - \cos \varphi_0) = 0 \\
& \left( \frac{A}{\gamma_1} - \beta_2 \right) D + (d_{xy}k_1 - A) \cos \varphi_0 - (d_{xy}k_1 + A) R \cos \varphi_1 \\
& - d_{xx}k_1 (\sin \varphi_0 - R \sin \varphi_1) + \alpha_2 D k_2 \sin \varphi_2 = 0
\end{aligned} \tag{2.27}$$

де  $\gamma_1 = \gamma \cos \theta$ ,  $D = \frac{M_{02} \sin \theta}{A_0}$ ,  $R = \frac{R_1}{A_0}$ .

Система 2.27 має розв'язки такі ж, як и випадку лінійної хвилі 2.22 - 2.25, але з урахуванням нових позначень  $\gamma_1$ ,  $R$ ,  $D$ .

Очевидно, що коефіцієнти відбиття та проходження спінової хвилі суттєво залежать від кута відхилення намагніченості від основного стану  $\theta$ . Використовуючи залежність  $D = \frac{M_{02} \sin \theta}{A_0}$ , величина кута  $\theta$  будемо визначати із наступного співвідношення:

$$\left( \frac{A_0 D}{M_{02}} \right)^2 + \cos^2 \theta = 1 \tag{2.28}$$

#### 2.1.4 Аналіз отриманих результатів

Проаналізуємо отримані результати в перших двох підрозділах. На початку розглянемо систему з двох напів-нескінченних шарів кобальту між якими порушена інверсійна симетрія. Спінова хвиля в

даному випадку в обох матеріалах буде розповсюджуватись лінійно. Для розрахунків будемо використовувати систему СГС.

Параметри кобальту, які ми будемо використовувати: намагніченість насичення  $M_0 = 1.45 \cdot 10^3$  Гс; константа неоднорідного обміну  $\alpha = 1.43 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>; константа анізотропії  $\beta = K/M_0$ ,  $K = 4.5 \cdot 10^6$  ерг/см<sup>3</sup>; зовнішнє магнітне поле  $H_0 = 2$  кОе; товщина шарів  $l_1 = l_2 = 30$  нм та товщина неоднорідної границі  $\delta = 1$  нм.

Надалі будемо порівнювати параметр порушення симетрії з обмінною константою та використовувати наступні значення:

- випадок, коли  $d \cdot \delta \ll \alpha$  для графіків використовуємо  $d_{yy} = 0.8 \cdot 10^{-13}$  см;
- випадок, коли  $d \cdot \delta < \alpha$  для графіків використовуємо  $d_{yy} = 10^{-12}$  см;
- випадок, коли  $d \cdot \delta \approx \alpha$  для графіків використовуємо  $d_{yy} = 1.43 \cdot 10^{-12}$  см;
- випадок, коли  $d \cdot \delta > \alpha$  для графіків використовуємо  $d_{yy} = 2 \cdot 10^{-12}$  см;
- випадок, коли  $d \cdot \delta \gg \alpha$  для графіків використовуємо  $d_{yy} = 5 \cdot 10^{-12}$  см.

На мал. 2.4 представлена залежність коефіцієнта відбиття від частоти при різних значеннях параметра порушення симетрії. Зафіксуємо частоту спінової хвилі 25 ГГц і побудуємо графік залежності коефіцієнта відбиття від товщини неоднорідного інтерфейсу мал.2.5.

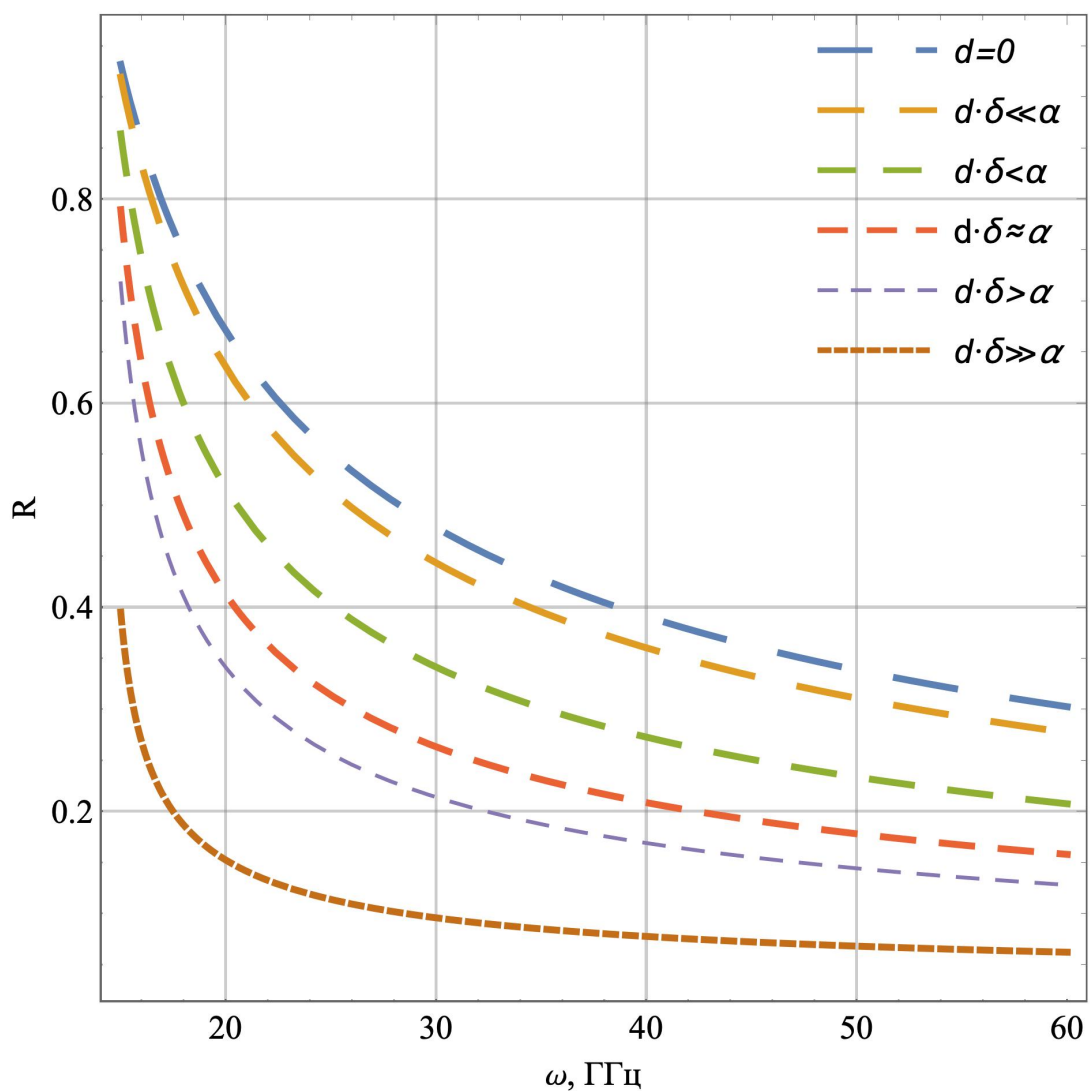


Рис. 2.4: Залежність коефіцієнта відбиття від частоти спінової хвилі для різних значень параметра порушення симетрії для лінійного випадку.

Збільшення товщини неоднорідної межі збільшує значення коефіцієнта відбиття у всіх розглянутих випадках. Загалом, бачимо, що зміна параметру симетрії суттєво змінює залежність, що дає можливість розглядати порушення симетрії на межі, як один із методів контролю

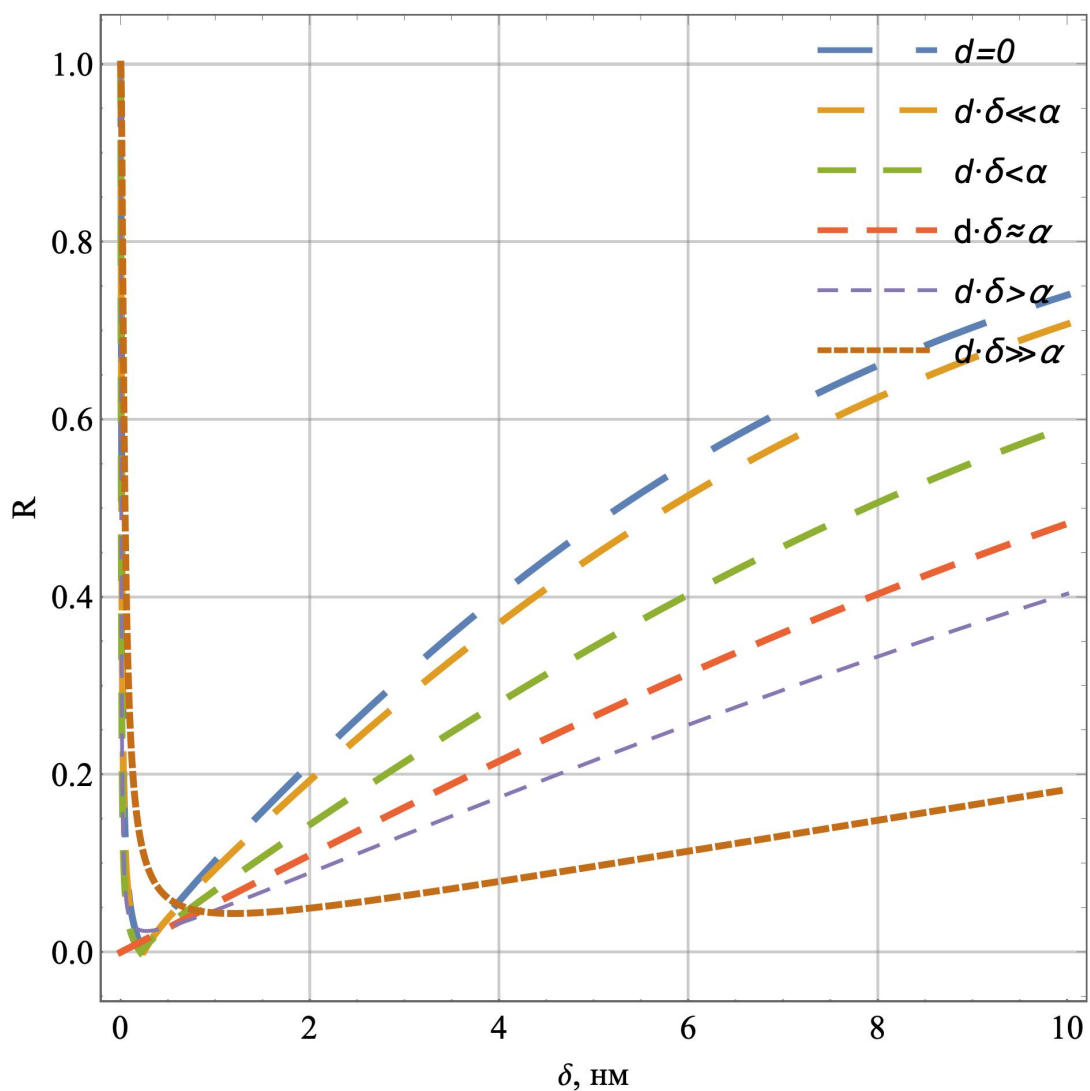


Рис. 2.5: Залежність коефіцієнта відбиття від товщини неоднорідного інтерфейсу для різних значень параметра порушення симетрії для лінійного випадку при значенні частоти спінової хвилі 25 ГГц.

проходження спінової хвилі в даній моделі.

Мал. 2.6 показує залежність коефіцієнта відбиття(а) та коефіцієнту проходження(б) від параметра однорідного обміну, який вказує на скільки сильний зв'язок між двома шарами та вплив на цю зале-

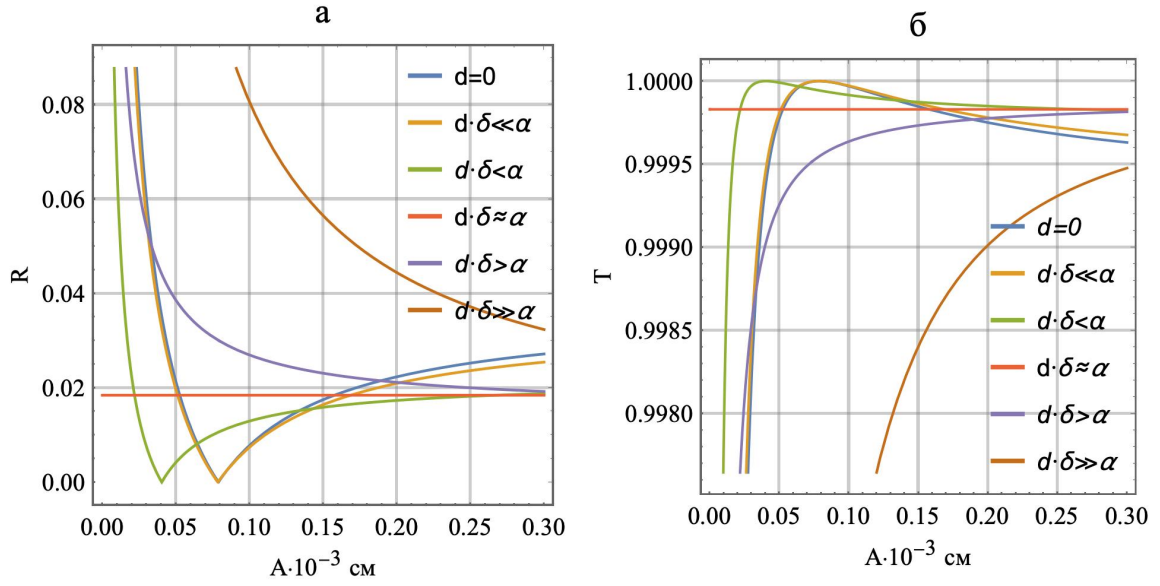


Рис. 2.6: Залежність коефіцієнта відбиття та проходження від параметра однорідного обміну  $A$  для різних значень параметра порушення симетрії для лінійного випадку при товщині  $\delta = 1 \text{ нм}$ .

жність параметра порушення симетрії.

Вплив порушення симетрії буде різним на один і той же зразок, виготовлений різними методами, що забезпечує різний зв'язок між шарами. Це істотно помітно, коли ми змінили значення товщини неоднорідної межі з 1 нм на 6 нм і побудували такі ж графіки 2.7.

Використовуючи формулу 2.24, та той факт, що  $\varphi_{02} = 0$ , побудуємо залежність фазового зсуву  $\phi = \varphi_{02} - \varphi_0$  між фазами спінової хвилі, що пройшла  $\varphi_{02}$  та що падає  $\varphi_0$ , від параметра однорідного обміну  $A$  для різних значень параметру порушення симетрії  $d$  мал. 2.8.

Бачимо, що графіки знаходяться в другій і четвертій четверті координатної площини в випадку, коли  $d \cdot \delta < \alpha$ , а коли  $d \cdot \delta > \alpha$  фазовий зсув змінюється на  $\frac{\pi}{2}$  та залежності вже розташовані в першій і тре-

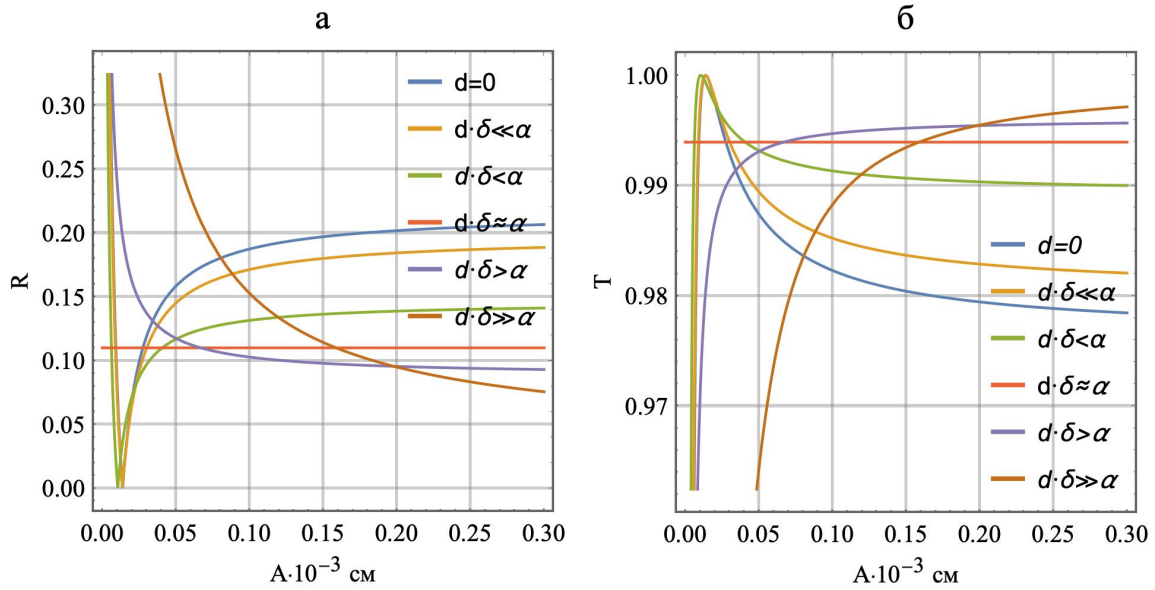


Рис. 2.7: Залежність коефіцієнта відбиття та проходження від параметра однорідного обміну  $A$  для різних значень параметра порушення симетрії для лінійного випадку при товщині  $\delta = 6$  нм.

тій четверті. З цього можемо зробити висновок, що при виготовленні зразка з обраними параметрами можна, таким чином, зразу задати знак фазового зсуву. В даній роботі для таких цілей можна скласти таблицю 2.1 для двохшарової системи кобальту. Подібна залежність була проаналізована в роботі [118], проте в цій статті графіки не перетинали осі координат. Треба звернути увагу, що наша залежність має перетин з осями координат поблизу нульового значення фазового зсуву. Цей зсув залежності з'явився за рахунок включення в розгляд анізотропію, тому зробимо доповнення таблиці для випадку з урахуванням анізотропії.

Далі розглянемо такі ж залежності, але досліджуючи ефект невзаємності. Будемо порівнювати два випадки розповсюдження спінової хвилі, в першому випадку з першого в другий матеріал, в дру-

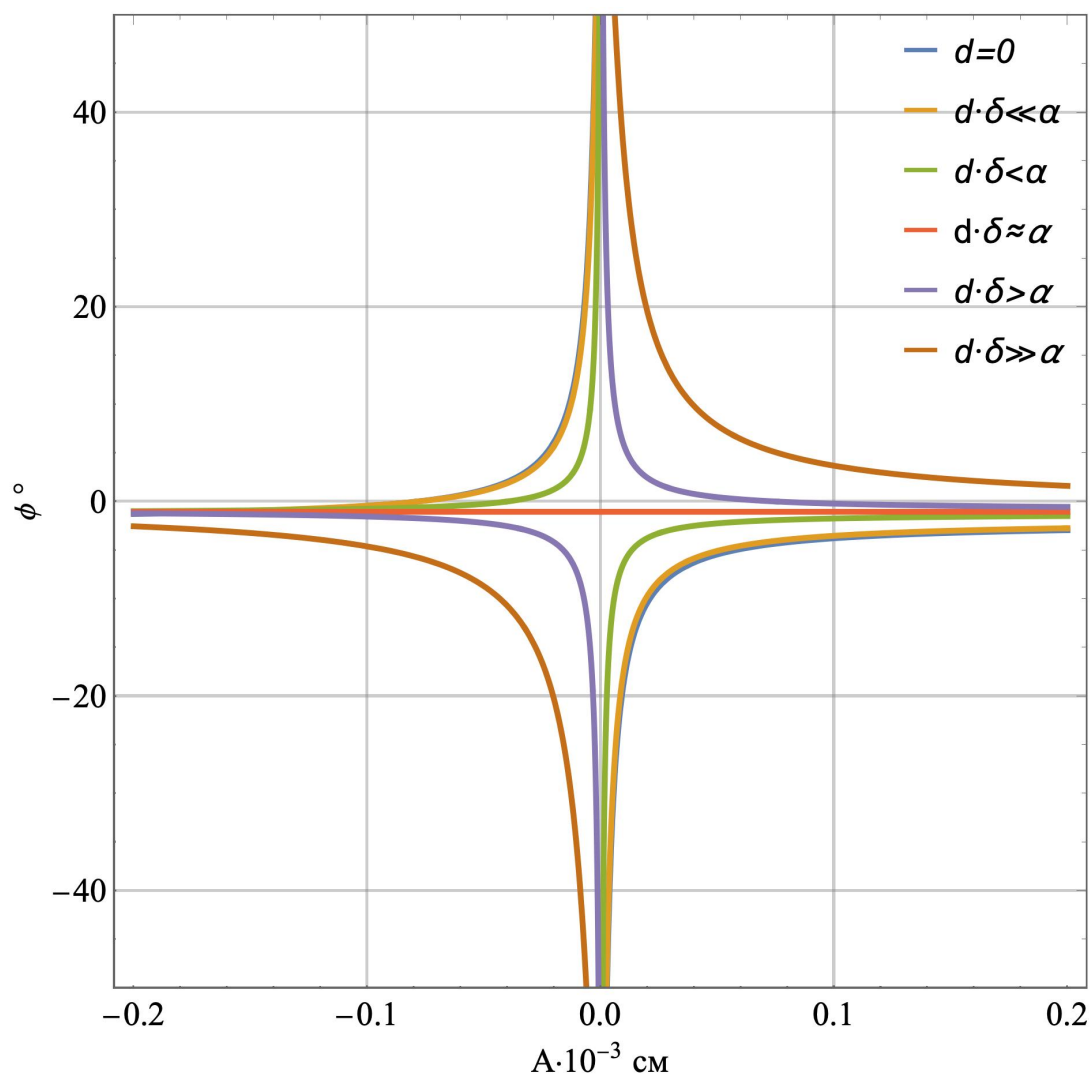


Рис. 2.8: Залежність фазового зсуву між фазами спінової хвилі, що пройшла та що падає, від параметра однорідного обміну  $A$  для різних значень параметру порушення симетрії  $d$ .

тому - розповсюдження з другого в перший. Розглянемо для таких випадків залежність коефіцієнта відбиття від частоти рис. 2.9. На малюнках зображені випадки, які ми домовились розглядати (різницю між константою обміну і параметром порушення симетрії) зображені

Параметр однорідного обміну $A$	Параметр порушення симетрії $\delta$	Фазовий зсів $\phi$ для $\beta = 0$	Фазовий зсів $\phi$ для $\beta \neq 0$
$A > 0$	$d \cdot \delta < \alpha$ $d \cdot \delta > \alpha$	$\phi < 0$ -	$\phi < 0$ $\phi \in (-0.6, 0)$
$A > 0$	$d \cdot \delta > \alpha$	$\phi > 0$	$\phi < 0$
$A < 0$	$d \cdot \delta < \alpha$	$\phi > 0$	$\phi < 0$
$A < 0$	$d \cdot \delta > \alpha$ $d \cdot \delta < \alpha$ $d \cdot \delta \ll \alpha$	$\phi < 0$ - -	$\phi < 0$ $\phi \in (-1, 0)$ $\phi \in (-1.5, 0)$

Табл. 2.1: Таблиця залежності фазового зсуву від магнітних параметрів кобальту

штрихованими лініями з різними довжинами штриха. Бачимо, що кожна із залежностей змістилася, причому якщо в першому випадку(а) криві закономірності стають менш випуклі зі зменшенням параметра порушення симетрії відносно обмінної константи. В другому випадку(б) послідовності вже нема. Графік (б) побудували з логарифмічною шкалою, щоб відобразити ситуацію, коли параметр порушення симетрії дорівнює обмінній константі і коефіцієнт відбиття дорівнює 1 при будь-якому значенні частоти. Отже, порушення інверсійної симетрії може виступати причиною для ефекту невзаємності.

Тепер розглянемо випадок, коли після проходження спінової хвилі через інтерфейс, в якому порушена симетрія типу інверсії просторових осей, в другому матеріалі спінова хвиля розповсюджується нелінійно. Ведемо нове позначення  $\kappa = \frac{d_{yy} \cdot \delta}{\alpha}$  і назвемо параметром відношення, яке буде показувати різницю між параметром порушення симетрії та константою обміну. Використовуючи умову 2.28, дослідимо вплив порушення симетрії на кут нелінійної хвилі  $\theta$ . Виразимо



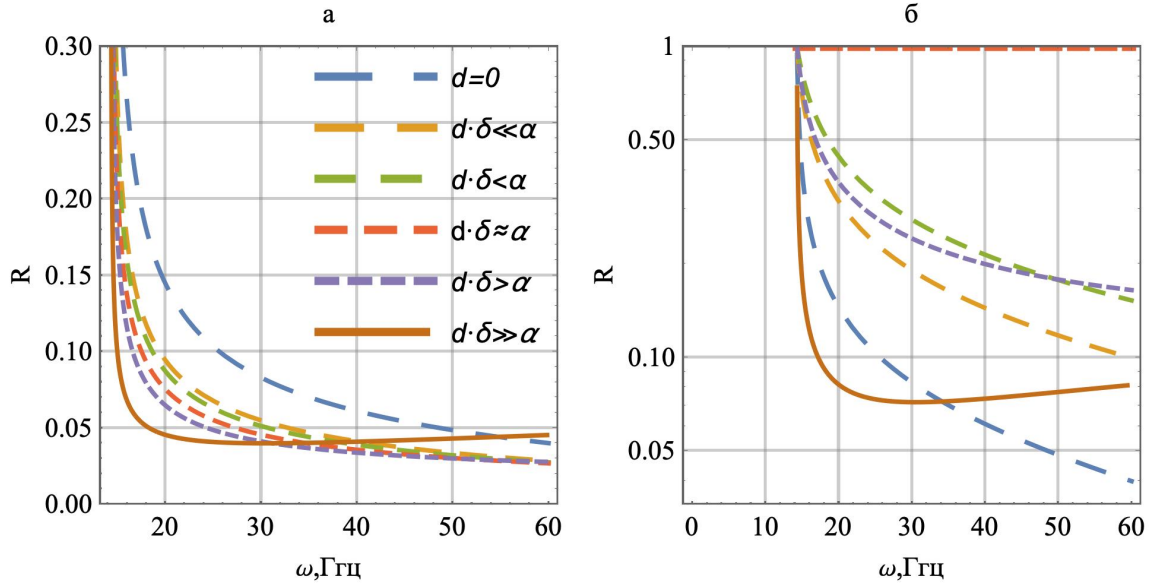


Рис. 2.9: Аналіз ефекту невзаємності. Залежності коефіцієнта відбиття від частоти спінової хвилі для різних значень параметра порушення симетрії для розповсюдження хвилі з першого матеріалу в другий(а) та з другого в перший(б).

залежність кута від параметра відношення з умови 2.28 та побудуємо функцію  $\theta(\kappa) = \arcsin \frac{D\xi}{\gamma}$ , де  $A_0 = \xi M_{01}$ ,  $\xi \ll 1$ ,  $\gamma = \frac{M_{02}}{M_{01}}$  мал. 2.10 та 2.11.

Для даного аналізу розглянемо модель з двох напів-нескінченних шарів кобальту та пермалою між якими порушена інверсійна симетрія. Параметри пермалою, які ми будемо використовувати: намагніченість насичення  $M_0 = 860$  Гс; константа неоднорідного обміну  $\alpha = 2.6 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>; константа анізотропії  $\beta = K/M_0$ ,  $K = 1.5 \cdot 10^3$  ерг/см<sup>3</sup>; зовнішнє магнітне поле  $H_0 = 2$  кОе; товщина шарів  $l_1 = l_2 = 30$  нм та товщина неоднорідної границі  $\delta = 1$  нм.

Було вирішено побудувати залежність кута від параметра відношення при різних значеннях товщини  $\delta$  неоднорідної границі. Пер-

ший малюнок 2.10 відповідає  $\delta = 8$  нм та другий - мал. 2.11 для товщини  $\delta = 1$  нм, як було в усіх попередніх аналізах.

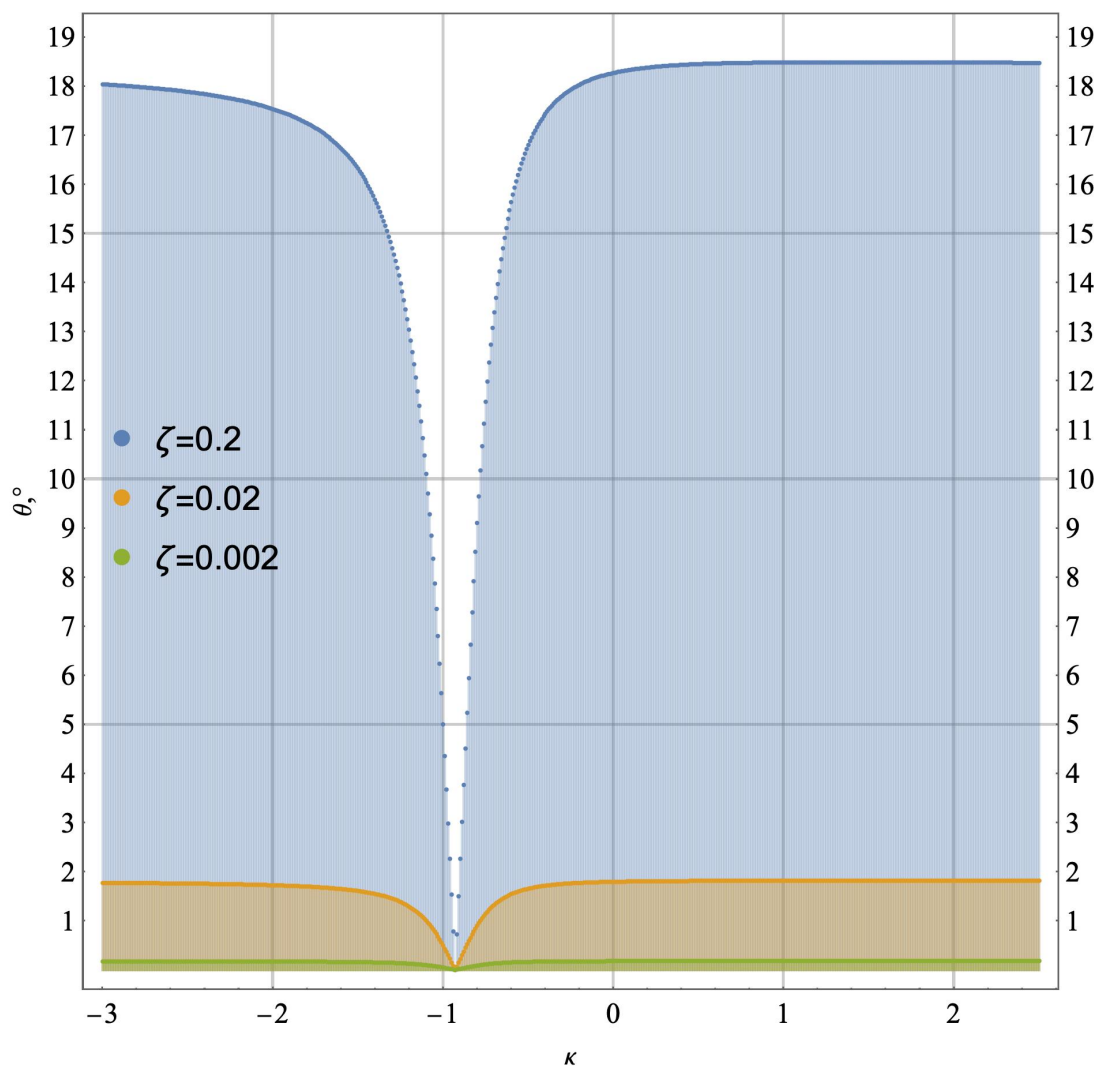


Рис. 2.10: Залежність кута відхилення намагніченості від параметра відношення  $\kappa$  для різних значень  $\xi$ , що характеризує малу амплітуду падаючої хвилі. Для даного графіка товщину неоднорідної межі  $\delta$  дорівнювала 8 нм

Порівняння графіків 2.10 і 2.11 показує, що зміна товщини нео-

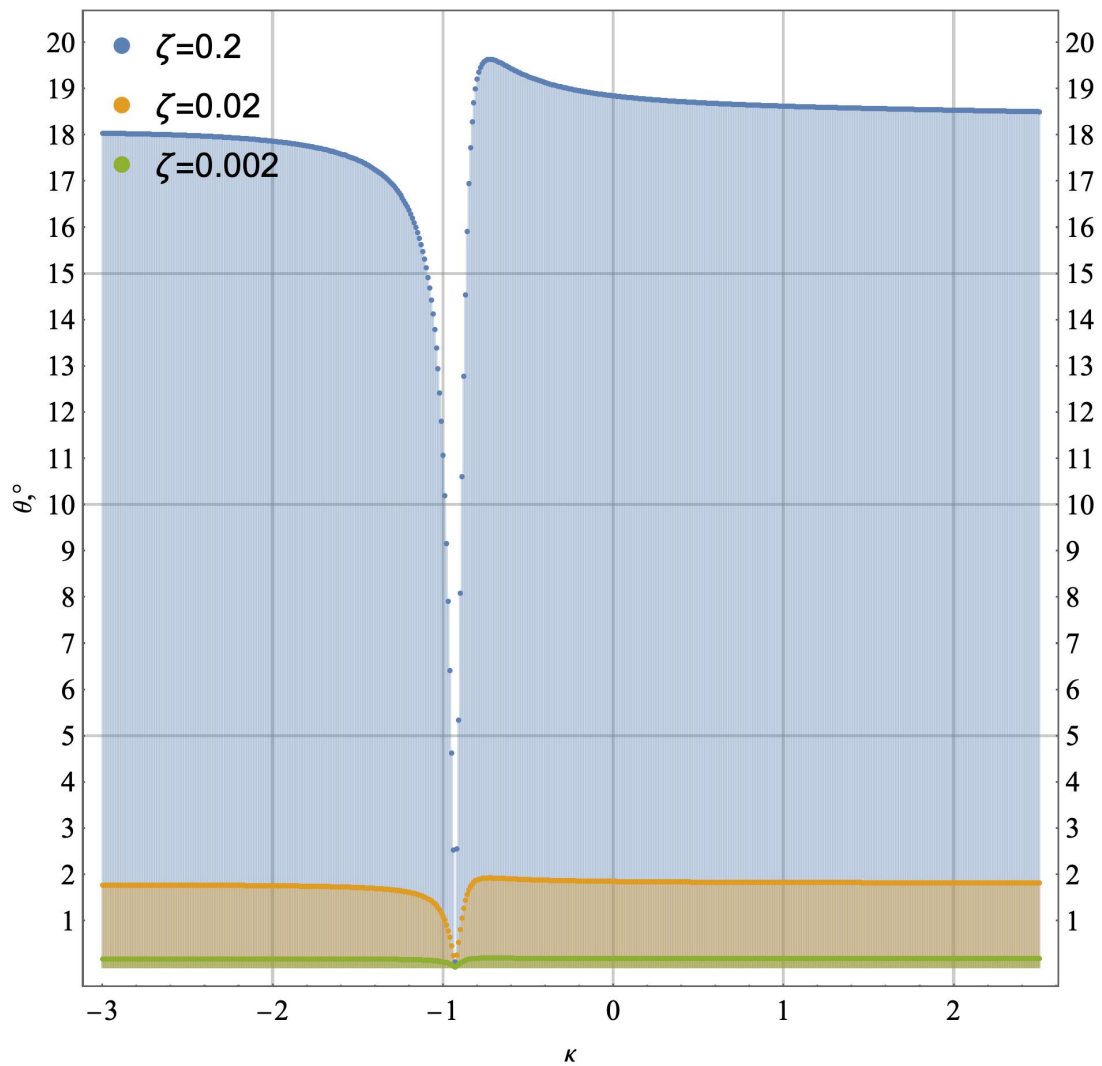


Рис. 2.11: Залежність кута відхилення намагніченості від параметра відношення  $\kappa$  для різних значень  $\zeta$ , що характеризує малу амплітуду падаючої хвилі. Для даного графіка товщину неоднорідної межі  $\delta$  дорівнювала 1 нм

днорідної межі між матеріалами несуттєво впливає на величину кута  $\theta$ . Змінюється лише ширина області навколо  $\kappa = -1$ , де залежність різко зменшує кут.

На рис.2.12 значення кута  $\theta$  зменшується до нуля, коли  $\kappa = -1$  і збільшується максимально, відходячи від цього положення в районі  $\kappa = -0.74$ . Це пояснюється в наших розрахунках тим, що при  $\kappa = -1$ , а отже  $d_{yy}\delta = \alpha$ , а це математично відповідає випадку, коли коефіцієнт пропускання дорівнює 0. Зазначимо, що ширину області спадання до нуля можна змінювати підбираючи частоту, де коефіцієнт відбиття змінює своє значення більш повільно.

Для більш детального аналізу побудуємо залежність кута  $\theta$  від параметра  $\kappa$  в більш широкому діапазоні  $\kappa \in [-25, 25]$  мал. 2.12. Так як, товщина границі мала несуттєвий вплив для цього графіка, як і раніше,  $\delta$  положимо 1 нм.

Бачимо, що максимуми функції лежать дуже близько з двох сторін від мінімального значення функції та далі функція в обидві сторони поступово спадає зі зміною параметра відношення. На даному графіку максимальний кут буде відповідати  $\kappa = -0.74$ . Визначимо максимальні кути для різних значень  $\xi$ .

Максимальний кут, який ми отримали на мал 2.12:

- зелені точки для  $\xi = 0.002$  максимальний кут  $\theta = 0.19^\circ$ ;
- жовті точки для  $\xi = 0.02$  максимальний кут  $\theta = 1.96^\circ$ ;
- блакитні точки для  $\xi = 0.2$  максимальний кут  $\theta = 19.64^\circ$ .

Для значення кута була розрахована похибка непрямих вимірювань, яка становить  $\delta\theta = 0.26^\circ$ .

Відмітимо, що функція  $\theta(\kappa)$  має три шляхи впливу на кут нелінійної хвилі і лише один з них, коефіцієнт пропускання, залежить від параметра порушення симетрії. Перший - це задання амплітуди падаючої хвилі. Він має найбільший вплив, проте для реальних

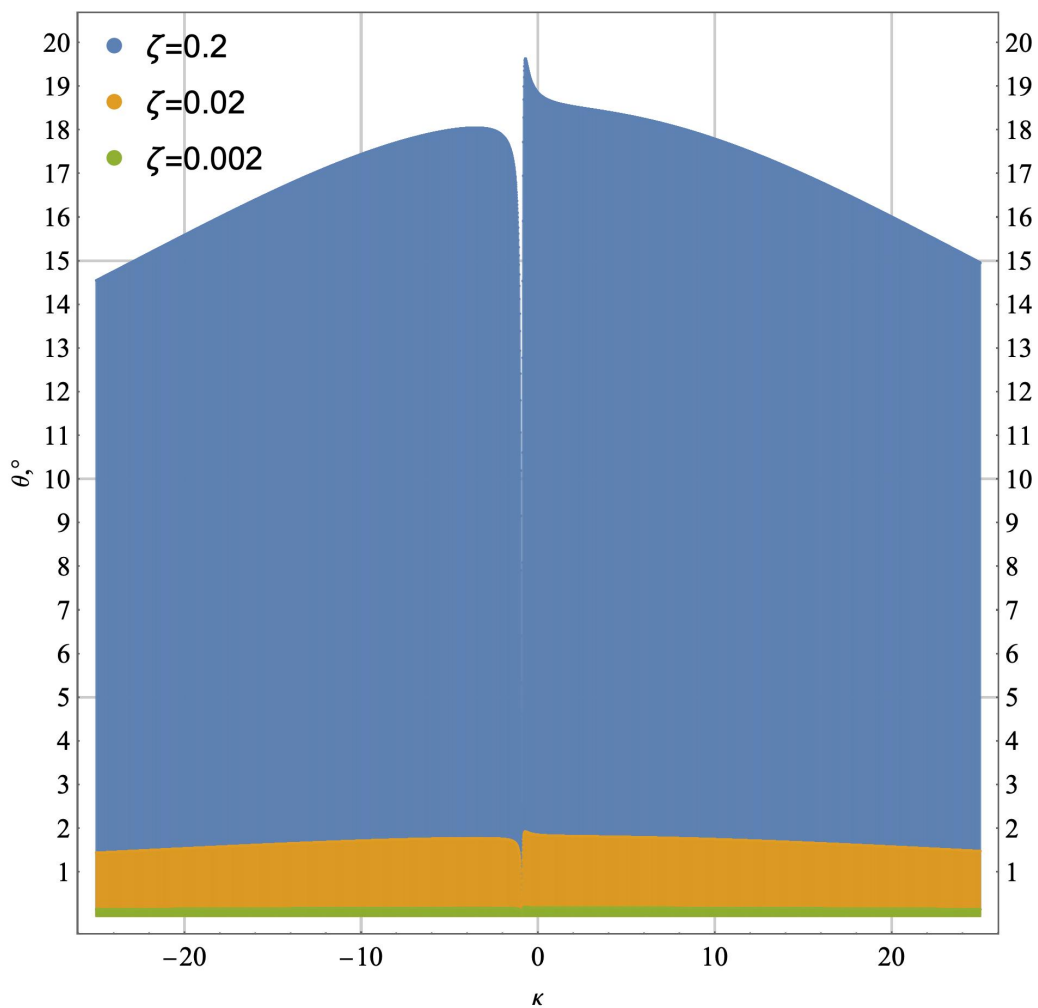


Рис. 2.12: Залежність кута відхилення намагніченості від параметра відношення  $\kappa$  для різних значень  $\zeta$ , що характеризує малу амплітуду падаючої хвилі. Для даного графіка товщину неоднорідної межі  $\delta$  дорівнювала 1 нм

систем він має бути досить малий. Другий -це відношення намагніченості насичення в першому матеріалі до другого. Для однакового матеріалу це відношення дорівнює 1, але при цікавій комбінації двох різних матеріалів з досить різним значенням намагніченості насиче-

ння можна суттєво впливати на кут нелінійної хвилі. І третій шлях - це коефіцієнт пропускання, який залежить від багатьох параметрів, зокрема і від параметра порушення симетрії.

## **2.2 Узагальнені граничні умови для намагніченості у випадку контакту двох феромагнетиків скінченної товщини**

### **2.2.1 Постановка задачі**

Розглянемо систему з двох феромагнітних плівок скінченної товщини з намагніченістю  $M_1$ ,  $M_2$ , які контактують вздовж площини  $yOz$ . Границя між двома феромагнетиками завтовшки  $\delta$ . Кожен матеріал характеризується товщиною  $l_1$ ,  $l_2$  та константами обміну  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  та параметрами анізотропії  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ . Намагніченість насичення  $M_{01}$ ,  $M_{02}$  та зовнішнє постійне магнітне поле  $H_0$  паралельні осі  $Oz$ .

Вираз загальної магнітної енергії для такої системи співпадає з виразом 2.1.

Як і раніше, для знаходження виразу коефіцієнта відбиття і проходження треба виписати граничні умови, підставити значення намагніченості і розв'язати задачу. В даній задачі розглянемо 4 границі: вакуум-феромагнетик 1, феромагнетик 1-межа, межа-феромагнетик 2, феромагнетик 2- вакуум. Граничні умови впливають з рівняння Ландау - Ліфшица і виводиться шляхом його інтеграції в область інтерфейсу. В результаті інтегрування ми отримуємо вираження гра-

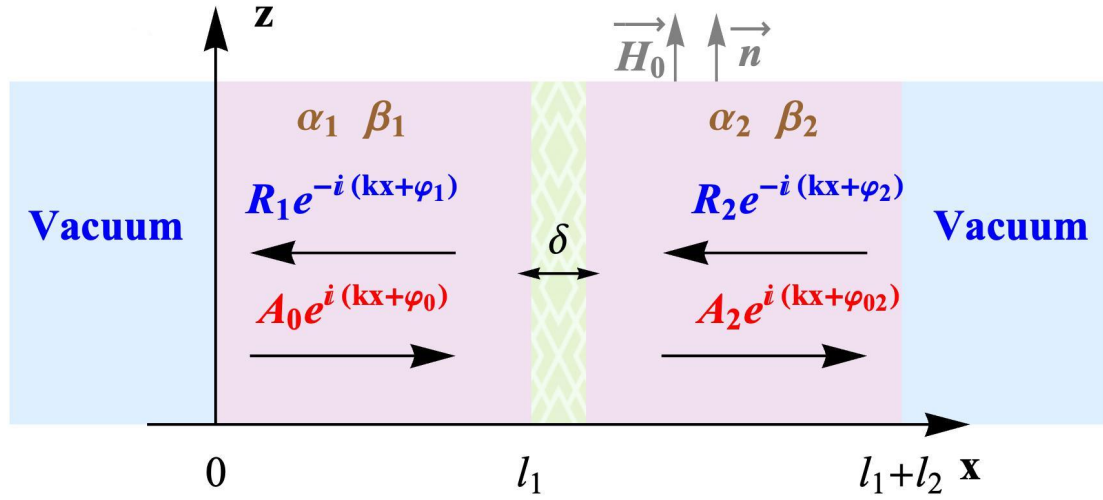


Рис. 2.13: Модель ферромагнітних шарів скінченної товщини з тонким неоднорідним інтерфейсом у вакуумі

ничних умов для чотирьох меж.

$$\left( \beta_1 m_{1j} + \alpha_1 \frac{\partial m_{1j}}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} = 0 \quad (2.29)$$

$$\left( \beta_2 m_{2j} + \alpha_2 \frac{\partial m_{2j}}{\partial x} \right) \Big|_{x=z+l_2} = 0 \quad (2.30)$$

$$\left( A \delta m_{2j} + F_1 m_{1j} + \alpha_1 \frac{\partial m_{1j}}{\partial x} - d_{xx} \delta \frac{\partial m_{2j}}{\partial x} \right) \Big|_{x=l_1} = 0 \quad (2.31)$$

$$\left( A \delta m_{1j} + F_2 m_{2j} - \alpha_2 \frac{\partial m_{2j}}{\partial x} + d_{yy} \delta \frac{\partial m_{1j}}{\partial x} \right) \Big|_{x=z} = 0 \quad (2.32)$$

де  $z = l_1 + \delta$ ,  $F_1 = (\beta_1 - A\gamma) \delta$ ,  $F_2 = \left( \beta_2 - \frac{A}{\gamma} \right) \delta$ ,  $j$  - це  $x, y$  проекції

векторів намагніченості, які ми представимо наступним чином

$$m_{1x} = m_x^i + m_x^r = A_0 \cos(\varphi_+^{(1)} + \varphi_0) + R_1 \cos(\varphi_-^{(1)} + \varphi_1) \quad (2.33)$$

$$m_{1y} = m_y^i + m_y^r = A_0 \sin(\varphi_+^{(1)} + \varphi_0) + R_1 \sin(\varphi_-^{(1)} + \varphi_1) \quad (2.34)$$

$$m_{2x} = m_x^t + m_x^d = A_2 \cos(\varphi_+^{(2)} + \varphi_{02}) + R_2 \cos(\varphi_-^{(2)} + \varphi_2) \quad (2.35)$$

$$m_{2y} = m_y^t + m_y^d = A_2 \sin(\varphi_+^{(2)} + \varphi_{02}) + R_2 \sin(\varphi_-^{(2)} + \varphi_2) \quad (2.36)$$

де  $A_0$  - це модуль амплітуди падаючої спінової хвилі,  $R_1$  - це модуль амплітуди відбитої спінової хвилі,  $R_2$  - це модуль амплітуди відбитої спінової хвилі в другому феромагнетикі,  $A_2$  - це модуль амплітуди спінової хвилі, яка пройшла в друге середовище,  $\varphi_{\pm}^{(1)} = \pm k_1 x + \omega t$ ,  $\varphi_{\pm}^{(2)} = \pm k_2 x + \omega t$ .

Далі будемо розглядати випадок, коли  $d_{yy} = d_{xx}$  та використаємо позначення  $d_{yy}$ . Випадок для  $d_{yy} \neq d_{xx}$  відповідає випадку повного відбиття спінової хвилі від неоднорідної межі між феромагнетиками.

Запишемо класичний закон дисперсії спінових хвиль та вкажемо додаткову умову, яка з'являється в випадку скінченної товщини матеріалів та впливу порушення симетрії:

$$\omega = g(\alpha^2 k^2 M_0 + \beta M_0 + H_0) \quad (2.37)$$

$$F(A_{12}, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, \delta, l_1, l_2, d, k_1, k_2) = 0 \quad (2.38)$$

Для перевірки закону збереження енергії в нашій системі треба перевірити: чи дорівнює зміна щільності енергії  $w$  просторовій дивергенції щільності потоку енергії  $\Pi_k$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial \Pi_k}{\partial x_k} = 0$$



де  $\Pi_k$  - це вектор Пойтинга, який визначається  $\Pi_k = -\frac{\partial M_i}{\partial t} \frac{\partial F}{\partial x_k}$ .

Випишемо умову безперервності нормальної складової щільності потоку енергії, підставивши значення нашої задачі і отримаємо:

$$\begin{aligned} \omega (k_1 (A_0^2 - R_1^2) \alpha_1 + k_2 (R_2^2 - A_2^2) \alpha_2) = 2d_{yy}\delta \times \\ (A_0 A_2 \sin(k_- x + \varphi_0 - \varphi_{02}) - A_2 R_1 \sin(k_+ x \\ + \varphi_{02} - \varphi_1) + A_0 R_2 \sin(\varphi_0 - \varphi_2 + k_+ x) \\ - R_1 R_2 \sin(k_- x - \varphi_1 + \varphi_2)) \end{aligned}$$

де  $k_+ = k_1 + k_2$ ,  $k_- = k_1 - k_2$ .

В випадку, коли порушення симетрії нема  $\omega (k_1 (A_0^2 - R_1^2) \alpha_1 - k_2 (A_2^2 - R_2^2) \alpha_2) = 0$ , а отже  $A_0 = A_2$ ,  $R_1 = R_2$ . Щоб зберегти рівність модулів амплітуд в нашій задачі необхідно, щоб виконувалась умова  $\varphi_0 = -\varphi_1$ ,  $\varphi_{02} = -\varphi_2$ .

Далі підставимо проекції векторів намагнічення в систему рівнянь 2.29 - 2.32, отримаємо систему нелінійних рівнянь. Для розв'язання цієї системи, тобто пошуку коефіцієнтів проходження і відбиття та їх фаз, зробимо наступні позначення

$$a_{1,2} = A_0 \sin \varphi_0 \pm R_1 \sin \varphi_1 \quad (2.39)$$

$$b_{1,2} = A_0 \cos \varphi_0 \pm R_1 \cos \varphi_1 \quad (2.40)$$

$$c_{1,2} = A_2 \sin \varphi_{02} \pm R_2 \sin \varphi_2 \quad (2.41)$$

$$d_{1,2} = A_2 \cos \varphi_{02} \pm R_2 \cos \varphi_2 \quad (2.42)$$

де індекс 1 і 2 відповідає знаку плюс і мінус в виразі. Тоді систему

рівнянь 2.29 - 2.32 можемо переписати в такому вигляді:

$$a_{11}a_1 + a_{14}b_2 + a_{15}c_1 + a_{18}d_2 = 0 \quad (2.43)$$

$$a_{22}a_2 + a_{23}b_1 + a_{26}c_2 + a_{27}d_1 = 0 \quad (2.44)$$

$$a_{32}a_1 + a_{33}b_1 + a_{36}c_2 + a_{37}d_2 = 0 \quad (2.45)$$

$$a_{41}a_1 + a_{44}b_2 - a_{45}c_1 + a_{48}d_2 = 0 \quad (2.46)$$

$$a_{52}a_2 + a_{53}b_1 = 0 \quad (2.47)$$

$$a_{61}a_1 + a_{64}b_2 = 0 \quad (2.48)$$

$$a_{76}c_2 + a_{77}d_1 = 0 \quad (2.49)$$

$$a_{85}c_1 + a_{88}d_2 = 0 \quad (2.50)$$

де коефіцієнти:

$$\alpha_{10} = \alpha_1/\delta, \alpha_{20} = \alpha_2/\delta, z = l_1 + \delta, L = z + l_2$$

$$a_{11} = -a_{23} = F_1 \cos k_2 l_1 - \alpha_{10} k_1 \sin k_1 l_1$$

$$a_{14} = a_{22} = F_1 \sin k_2 l_1 + \alpha_{10} k_1 \cos k_1 l_1$$

$$a_{15} = -a_{27} = d_{yy} k_2 \sin k_2 l_1 + A \cos l_1 k_2$$

$$a_{18} = a_{26} = -d_{yy} k_2 \cos k_2 l_1 + A \sin l_1 k_2$$

$$a_{32} = -a_{44} = -(A \sin k_1 z + d_{yy} k_1 \cos k_1 z)$$

$$a_{33} = a_{41} = A \cos k_1 z - d_{yy} k_1 \sin k_1 z$$

$$a_{36} = -a_{48} = \alpha_{20} k_2 \cos k_2 z - F_2 \sin k_2 z$$

$$a_{37} = a_{45} = \alpha_{20} k_2 \sin k_2 z + F_2 \cos k_2 z$$

$$a_{52} = -a_{64} = -\alpha_1 k_1, a_{53} = a_{61} = \beta_1$$

$$a_{76} = -a_{88} = -(\beta_2 \sin k_2 L + \alpha_2 k_2 \cos k_2 L)$$

$$a_{77} = a_{85} = \beta_2 \cos k_2 L - \alpha_2 k_2 \sin k_2 L$$

Кожна однорідна система має нетривіальне рішення, якщо визначник матриці дорівнює нулю. Це означає, що довжина хвилі повинна відповідати наступній умові. Це і є додатковою умовою для закону дисперсії:

$$F(A_{12}, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, \delta, l_1, l_2, d, k_1, k_2) = \quad (2.51)$$

$$((-a_{15}a_{33}a_{52} + a_{11}a_{37}a_{52} + a_{15}a_{32}a_{53} + a_{14}a_{37}a_{53})a_{76} - (a_{18}a_{33}a_{52} + a_{11}a_{36}a_{52} - a_{18}a_{32}a_{53} + a_{14}a_{36}a_{53})a_{77})^2 = 0$$

Використовуючи додаткову умову закона дисперсії і сам закон, можна отримати дискретний спектр дозволених частот, тобто частот з якими хвилі можуть збуджуватись в системі.

Система має два варіанти розв'язку. Або  $a_2 = b_1 = c_2 = d_1 = 0$ , тоді  $a_1 = -\frac{a_{52}}{a_{53}}b_2$ ,  $c_1 = -\frac{\psi}{\zeta}b_2$ ,  $d_2 = -\frac{\chi}{\zeta}b_2$ , або  $a_1 = b_2 = c_1 = d_2 = 0$ ,

Одне із позначень, а саме  $b_2$ , можемо визначимо через відому величину модуль амплітуди падаючої спінової хвилі  $A_0$ . Тоді  $b_2$  запишемо як функцію  $A_0$

$$b_2 = 2A_0 \sqrt{\frac{a_{53}}{a_{52}^2 + a_{53}^2}} \quad (2.52)$$

Отримаємо значення коефіцієнтів:

$$R_1 = A_0 \quad (2.53)$$

$$A_2 = \sqrt{\frac{c_1^2 + d_2^2}{4}} = A_0 \sqrt{\frac{(\psi^2 + \chi^2)}{\eta}} \quad (2.54)$$

$$R_2 = \sqrt{\frac{c_1^2 + d_2^2}{4}} = A_0 \sqrt{\frac{(\psi^2 + \chi^2)}{\eta}} \quad (2.55)$$

$$tg\varphi_0 = \frac{a_1}{b_2} = \frac{a_{54}}{a_{53}} \quad (2.56)$$

$$tg\varphi_1 = -\frac{a_1}{b_2} = -\frac{a_{54}}{a_{53}} \quad (2.57)$$

$$tg\varphi_{02} = \frac{c_1}{d_2} = \frac{\psi}{\chi} \quad (2.58)$$

$$tg\varphi_2 = -\frac{c_1}{d_2} = -\frac{\psi}{\chi} \quad (2.59)$$

де для спрощення запису введемо позначення  $\psi = a_{18}a_{33}a_{52} + a_{11}a_{36}a_{52} - a_{18}a_{32}a_{53} + a_{14}a_{36}a_{53}$ ,  $\eta = (a_{15}a_{36} + a_{18}a_{37})^2 (a_{52}^2 + a_{53}^2)$ ,  $\zeta = a_{15}a_{36}a_{53} + a_{18}a_{37}a_{53}$ ,  $\chi = -a_{15}a_{33}a_{52} + a_{11}a_{37}a_{52} + a_{15}a_{32}a_{53} + a_{14}a_{37}a_{53}$ .

Можемо помітити, що  $R_1 = A_0$ ,  $A_2 = R_2$ ,  $\varphi_0 = -\varphi_1$ ,  $\varphi_{02} = -\varphi_2$ . А отже закон збереження енергії працює в нашій системі.

### 2.2.2 Аналіз отриманих результатів

Для аналізу отриманих результатів, розглянемо систему з двох шарів кобальта між якими порушена інверсійна симетрія. Параметри кобальта: які ми будемо використовувати: намагніченість насичення  $M_0 = 1.45 \cdot 10^3$  Гс; константа неоднорідного обміну  $\alpha = 1.43 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>; константа анізотропії  $\beta = K/M_0$ ,  $K = 4.5 \cdot 10^6$  Ерг/см<sup>3</sup>; зовнішнє магнітне поле  $H_0 = 2$  кОе; товщина шарів  $l_1 = l_2 = 30$  нм та товщина

неоднорідної границі  $\delta = 1$  нм.

Для обраної моделі і зовнішніх умов побудуємо спектрограму частот спінових хвиль 2.14 - 2.15, які можна збудити в цій системі при різних значеннях порушення симетрії і однорідного обміну, який позначається параметром  $A_{12}$ . Для мал. 2.14 використовували  $A_{12} = 1$ , для мал. 2.15 -  $A_{12} = 100$  відповідно.

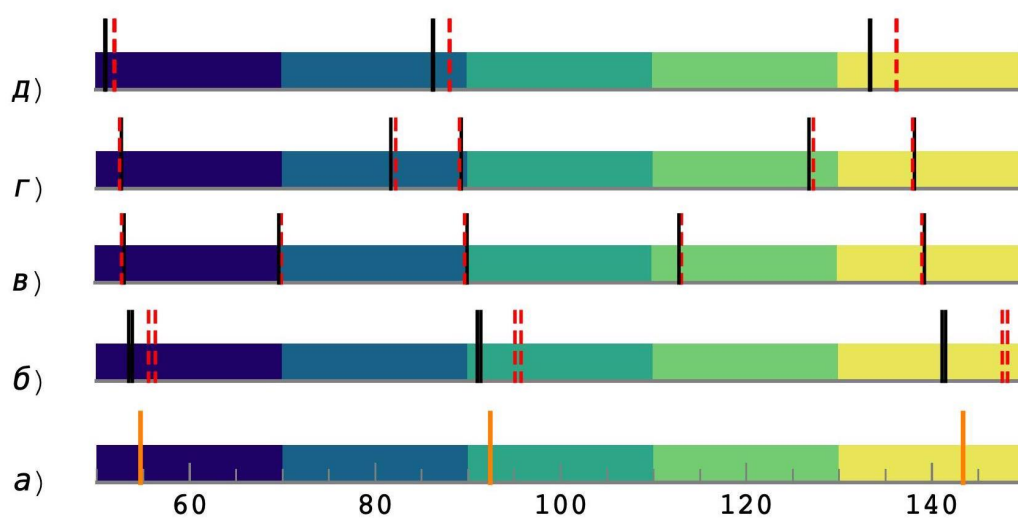


Рис. 2.14: Схематичне зображення дозволених частот для структури з двох шарів кобальту, коли параметр однорідного обміну між шарами  $A = 1$  для різних значень параметра порушення симетрії в порівнянні константою обміну  $d = d_{yy} \cdot \delta$ ,  $d = 0$  см (а),  $\alpha > d = 0.5 \cdot 10^{-5}$  см (б),  $\alpha = d = 1.43 \cdot 10^{-5}$  см (в),  $\alpha < d = 2.5 \cdot 10^{-5}$  см (г),  $\alpha \ll d = 8 \cdot 10^{-5}$  см (д).

На графіках 2.14 - 2.15 помаранчеві позначки відповідають частотам спінових хвиль, які збуджуються в системі без порушення симетрії, чорні позначки - позначки частот з додатнім параметром порушення симетрії, червоні штрихпунктирні - з від'ємним параме-

тром порушення симетрії.

Проаналізувавши граничні умови 2.29 - 2.32, можемо зробити висновки, що значення отриманих частот при від'ємних значеннях параметра порушення симетрії відповідає ситуації, коли спінові хвилі розповсюджуються в зворотному напрямку, тобто з другого матеріалу в перший. Тому можемо паралельно аналізувати чи є ефект невзаємності та якщо є при яких умовах він більш помітний.

На мал. 2.14 бачимо набір дозволених частот в проміжку від 50 ГГц до 150 ГГц. В ситуації однорідної границі маємо 5 дозволених частот, які позначені помаранчевим на мал. 2.14 а). Далі зручно прослідкувати зміну значення частот, порівнюючи помаранчеві штрихи з чорними штрихами, при поступовому збільшенні параметра порушення симетрії. Піднімаючись від малюнка а) до д) частота змінюєтьсядесь 1-2 ГГц, причому чергуючись через один, одні частоти збільшуються на 1-2 ГГц, інші зменшуються. Таку ж ситуацію можемо спостерігати на мал. 2.15.

Якщо аналізувати ефект невзаємності, тобто порівнювати чорні штрихи з червоними, то на мал. 2.14 ефект слабкий, частота змінюється на десятки долі частоти. Проте для випадків, коли параметр порушення симетрії відносно обмінної постійної суттєво більший, в нашому випадку в п'ять разів(д), або менший в три рази(б) зсув дозволених частот зміщується 1-5 ГГц.

Інша ситуація з мал. 2.15, збільшивши параметр однорідного обміну в 100 разів, ефект невзаємності став легко помітним. Тут можна казати вже не про зсув частот, а про те, що зворотне розповсюдження хвилі дає інший набір допустимих частот збудження спінової хвилі.

Для більш детального представлення та спостереження різниці між розповсюдженням спінової хвилі в системі плівок кобальту в

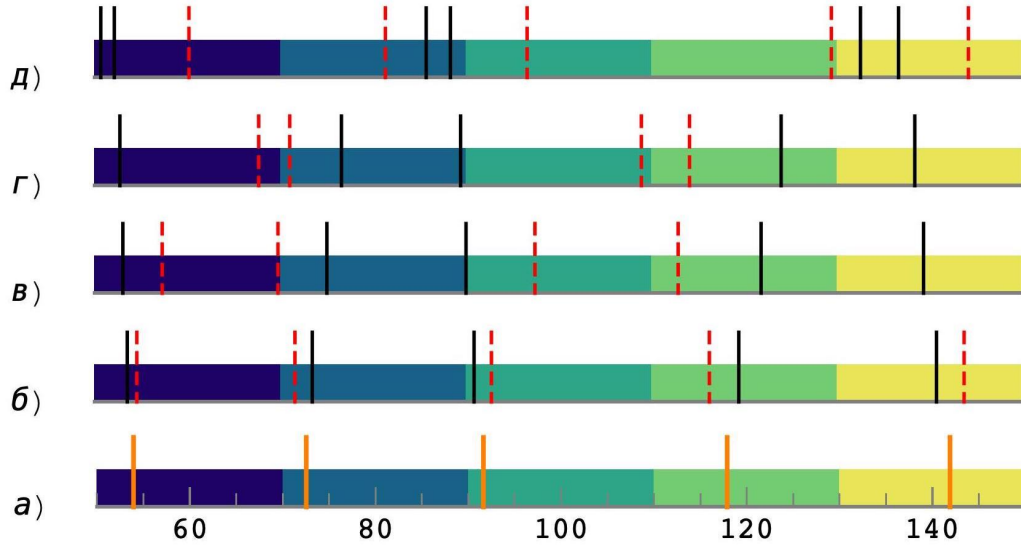
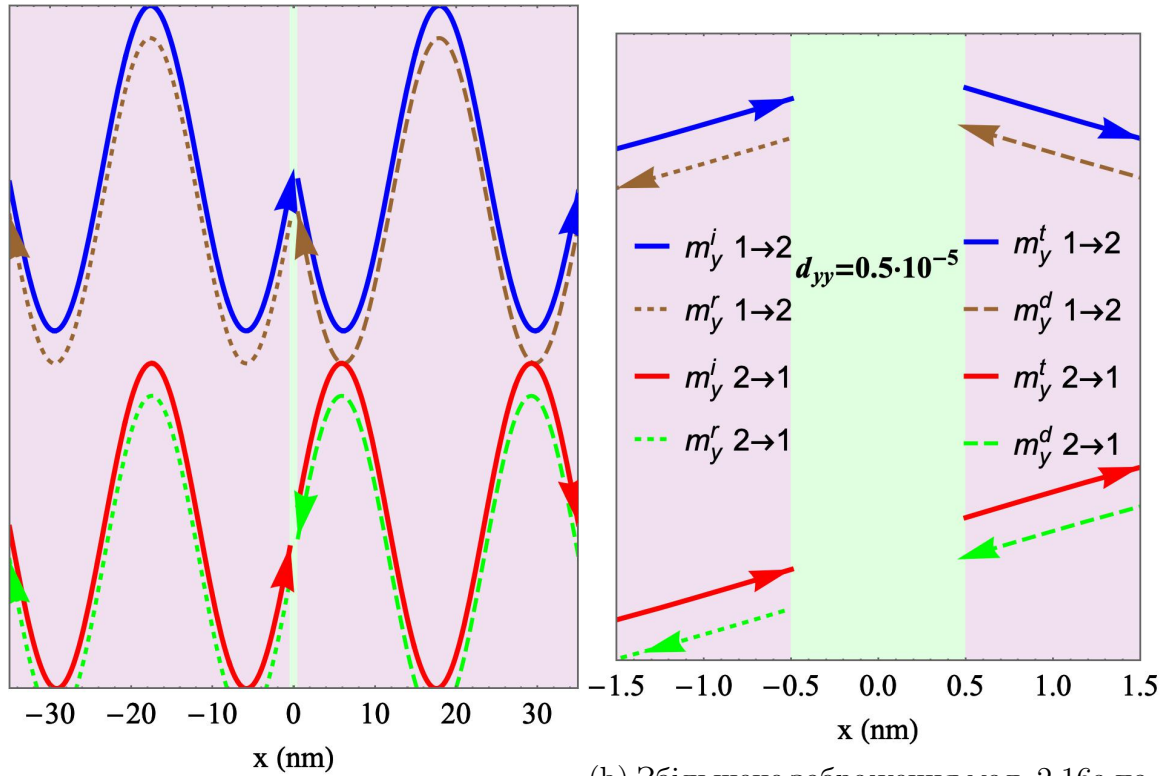


Рис. 2.15: Схематичне зображення дозволених частот для структури з двох шарів кобальту, коли параметр однорідного обміну між шарами  $A = 100$  для різних значень параметра порушення симетрії в порівнянні константою обміну  $d = d_{yy} \cdot \delta$ ,  $d = 0$  см (а),  $\alpha > d = 0.5 \cdot 10^{-5}$  см (б),  $\alpha = d = 1.43 \cdot 10^{-5}$  см (в),  $\alpha < d = 2.5 \cdot 10^{-5}$  см (г),  $\alpha \ll d = 8 \cdot 10^{-5}$  см (д).

напрямку з першого матеріалу в другий  $1 \rightarrow 2$ , назвемо його пряме проходження та з другого в перший  $2 \rightarrow 1$  - напрям зворотній, розглянемо ілюстрацію 2.16а та його збільшене зображення 2.16б.

На цій схематичній ілюстрації зображено конкретний випадок, коли спінова хвиля збуджується в двох плівках, кожна товщиною 30 нм та з неоднорідною границею завтовшки 1 нм в якій порушується симетрія з показником  $d = 0.5 \cdot 10^{-5}$  см. Для побудови спінової хвилі будемо використовувати рішення 2.34 та 2.36. Зверху синьою, в виразі 2.34 - це  $m_y^i$ , та коричневою  $m_y^r$  кривою зображена спінова хвиля, що збуджена в прямому напрямку з частотою  $\omega = 55.59$  ГГц



(а) Ілюстрація проходження спінової хвилі в системі двох плівок з кобальту (б) Збільшене зображення мал. 2.16а поведінки спінових хвиль біля інтерфейсу

Рис. 2.16: Схематична презентація ефекту невзаємності. Зверху блакитна лінія відповідає хвилі, яка збудилася в першій хвилі і пройшла в другу, відповідаючи напрямку розповсюдження  $1 \rightarrow 2$ , коричнева штрихована крива-хвиля, що відбилася від межі та від кінцевої границі другої плівки. Знизу червона і штрихована зелена лінія відповідно такі ж, але напрям розповсюдження хвилі  $2 \rightarrow 1$ ,

(мал. 2.14б). Червона  $m_y^t$  (формула 2.36) і зелена  $m_y^d$  крива відповідає зворотному напрямку збудження хвилі з частотою  $\omega = 56.32$  ГГц.

Цікаво, що для обраного випадку хвиля в прямому напрямку розповсюдження після перетину неоднорідної границі змінює фазу на  $\pi$ . Отже, окрім контролю частотних змін, неоднорідну границю можна використовувати, як фільтр, що змінює фазу.



## Висновки до розділу 2

1. Отримано граничні умови для рівняння Ландау - Ліфшица з урахуванням порушення симетрії інверсії на межі між двох феромагнетиків 2.29 - 2.32.
2. Оцінено порядок параметра порушення симетрії, він має бути порядку обмінного параметру розділеного на товщину границі.
3. Вплив порушення симетрії на розповсюдження спінової хвилі при потовщенні неоднорідної межі в системі двох напівнескінчених феромагнетиків збільшується.
4. Аналіз залежності фазового зсуву між фазами спінової хвилі, що пройшла та що падає, від параметра однорідного обміну для різних значень параметру порушення симетрії дає основу для розвитку методу керування фазовим зсувом спінової хвилі при виготовленні феромагнітних плівок.
5. Аналіз залежності коефіцієнта відбиття спінової хвилі від параметра порушення симетрії при розповсюдженні хвилі в прямому і зворотному напрямі показав, що порушення симетрії викликає ефект невзаємності.
6. Розглянуто випадок збудження нелінійної хвилі, тобто хвилі намагніченість, яка має кут  $\theta$  нахилу від основного стану, при падінні лінійної хвилі на межу з порушенням симетрії інверсії. Аналіз залежності кута відхилення  $\theta$  від порушення симетрії інверсії при різних значеннях параметра малості амплітуди падаючої спінової хвилі  $\xi$  показав, що максимальний кут можна отримати

при значенні відношення порушення симетрії до константи обміну 0,74 в системі кобальт-кобальт. При збільшенні чи зменшенні цього відношення кут буде поступово зменшуватися.

7. Отримано додаткову умову до закону дисперсії спінової хвилі, яку можна збудити в системі двох скінчених феромагнітних плівок з межею на якій порушується симетрії інверсії. Закон дисперсії з додатковою умовою дають набір дозволених частот, при яких можна збудити спінову хвилю в такій моделі.
8. В системі двох скінчених феромагнітних плівок з межею на якій порушується симетрії інверсії можна спостерігати ефект невзаємності, який посилюється при збільшенні параметра однорідного обміну.
9. Оцінивши вплив порушення симетрії на розповсюдження спінової хвилі в обраній моделі, запропоновано розглянути порушення симетрії інверсії на межі, як один из варіантів контролю спінової хвилі, наприклад, як фільтра.

## Розділ 3

### Збудження спінових хвиль акустичною хвилею в магнітному матеріалі

Раніше ми розглядали феромагнітну плівку, як ізольовану магнітну систему і не враховували зв'язок між спінами та кристалічною ґраткою. Зв'язок між магнітними та пружними коливаннями викликає інтерес з причин, перш за все, доступності методу збудження хвиль та можливістю контролю їх характеристиками за допомогою пружних напружень та магнітних полів. Можливість збудження та розповсюдження коливань спінів та ґратки обумовлено магнітопружною взаємодією. В дійсності такий взаємозв'язок існує і вже має технічне використання, наприклад, для СВЧ-приладів (перетворювачі частоти, резонансні фільтри і вентиля, фазообертачі, параметричні підсилювачі, лінії затримки) [119], [120], [121], [122].

#### 3.1 Аналітичний вираз спінхвильового збудження

Розглянемо система двох напівнескінчених феромагнетиків, які контактують вздовж площини  $xOy$ . Інтерфейс між феромагнетиками має скінченну товщину  $\delta$  ( $a_{\text{реш}} < \delta \ll \lambda_{\text{спін.хв}}$ ) і це буде розглядатися, як плоский дефект для акустичних хвиль. Схематично система представлена на малюнку 3.1. Кожен матеріал характеризується параметрами обмінної взаємодії  $\alpha$ , та магнітною анізотропією  $\beta$ .

Запишемо вираз загальної енергії системи. Як і в другому розділі, запишемо енергію, як енергію двохпідґраткового магнетика

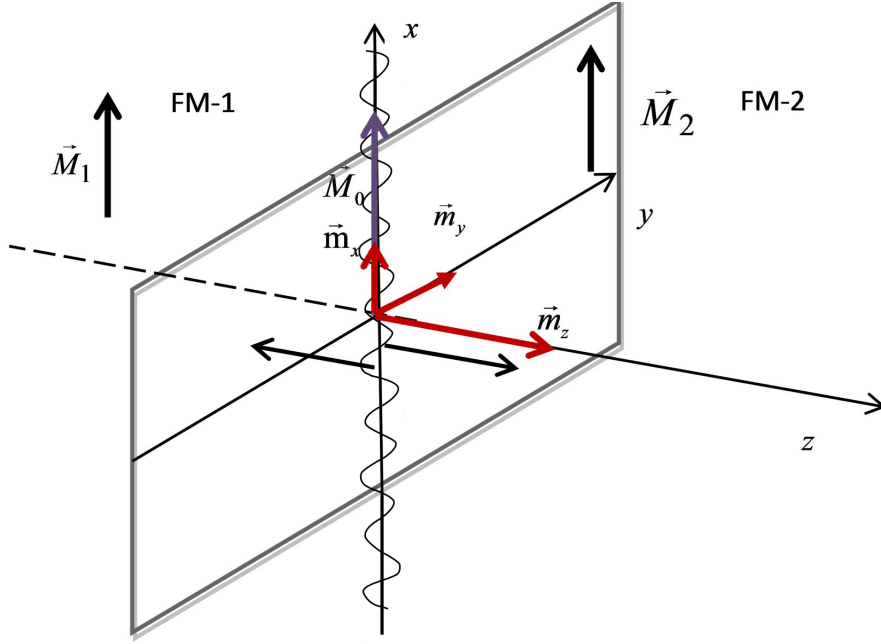


Рис. 3.1: Схематичне зображення системи двох однорідних напівнескінчених ферромагнітних матеріалів, які контактують вздовж площини  $xOy$ . Вздовж осі інтерфейсу  $Ox$  проходить акустична хвиля (хвиляста лінія), яка збуджує спінові хвилі в обох магнетиках з намагніченістю  $\mathbf{M}_1$ ,  $\mathbf{M}_2$ .

$$W = S \int dz \left( A(z)_{ij} M_i M_j - H_0 M_i + \frac{\alpha_i(z) (\partial_z M_i)^2 - \beta_i(z) (M_i n_i) n_i}{2} + W_{\text{мп}} \right) \quad (3.1)$$

де  $M_{i(j)}$  - вектор намагніченості  $i$ ,  $j$ -го середовища ( $ij = 1, 2, i \neq j$ ),  $\mathbf{H}_0$  - зовнішнє магнітне поле: яке паралельне осі  $Oz$ ,  $S$  - площа області інтерфейсу між двома середовищами,  $A_{ij}(z)$  - параметр однорідного обміну між підґратками,  $a_i(z)$  - параметр неоднорідного обміну,  $\beta_i(z)$  константа одноосьової магнітної анізотропії та відповідний

вектор  $\mathbf{n}_i$  одиничний вектор одноосьової магнітної анізотропії,  $W_{\text{мп}}$  - щільність магнітопружної енергії.

Розглянемо випадок, коли магнітна однорідна система має однакові магнітні параметри, тобто  $|M_{01}| = |M_{02}| = M_0$ ,  $\alpha = \alpha_1(z) = \alpha_2(z)$  та  $\beta = \beta_1(z) = \beta_2(z)$ . Це поширюється також на інтерфейс, тобто ми будемо розглядати всю систему, як однорідний носій для спінових хвиль. Так як в такій системі буде ізотропний обмін (товщина інтерфейсу дорівнює декілька товщин ґратки)  $A = 0$ .

В довгохвильовому наближенні, акустична хвиля може бути апроксимована, як рішення подане Косевичем [75] для зсуву горизонтальної хвилі, локалізованої на плоскому дефекті. Далі ми будемо називати цю локалізовану хвилю як "хвиля Косевича".

Рішення хвильового рівняння для хвилі Косевича це:

$$u_y = u_0 e^{-\kappa|z|} \sin(kx - \omega t), \quad (3.2)$$

де  $u_0$  та  $k$  - амплітуда і хвильове число хвилі Косевича, параметр  $\kappa$  описує відхил хвилі від напрямку осі  $Oz$ . Схематично хвиля Косевича представлена на малюнку 3.2

Закон дисперсії хвилі Косевича:  $\omega^2 = (k^2 - \kappa^2) v^2$ , де  $v = \sqrt{\mu/\rho}$  - швидкість акустичної хвилі,  $\mu$  - модуль еластичності матеріалу середовища,  $\rho$  - густина магнітного матеріалу.

Параметр  $\kappa$  визначається, як

$$\kappa = \frac{1}{2} h k^2 [(\mu - \mu_{\text{ш}}) / \mu_{\text{ш}} - (\rho - \rho_{\text{ш}}) / \rho]$$

де параметри дефектного шару представлені через товщину  $h$ , модуль еластичності  $\mu_{\text{ш}}$  та густина матеріалу шару  $\rho_{\text{ш}}$ .

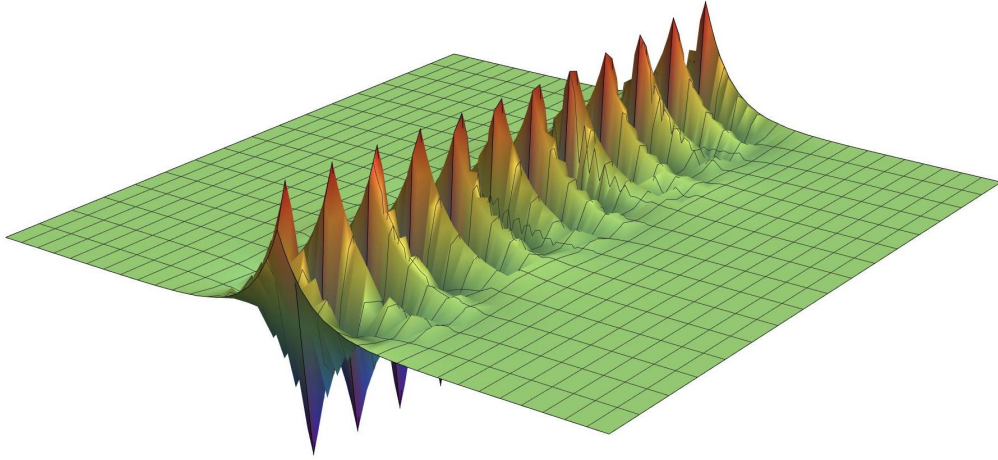


Рис. 3.2: Схематичне зображення хвилі Косевича, яка записана виразом 3.2.

У кристалі кубічної симетрії магнітопружний внесок має вигляд

$$W_{\text{ме}} = \frac{B}{M_0^2} \sum_{i \neq j} M_i M_j u_{ij} + \frac{B'}{M_0^2} \sum_i M_i^2 u_{ii}, \quad i, j = x, y, z \quad (3.3)$$

де  $B'$  і  $B$  є лінійними ізотропними і анізотропними магніто-пружними константами. Тензор деформації -  $u_{jk} = \frac{1}{2} (\partial_j u_k + \partial_k u_j)$ , де  $u_j$  - компоненти вектора зміщення. Розглянемо поперечну акустичну плоску хвилю, що падає на систему зліва і поляризується вздовж поля зміщення, так що  $u_x = u_z = 0$ ,  $u_y = u(x, t)$ .

Для таких акустичних хвиль, компоненти тензора деформації мають вигляд

$$\begin{aligned} u_{xz} &= 0 \\ u_{yz} &= -\frac{\kappa u_0}{2} e^{-\kappa|z|} \cdot \sin(kx - \omega t) \end{aligned}$$

У магнітному середовищі розглядається, як і в попередніх розділах, слабе збудження феромагнітних станів, яке характеризує-

ться дуже малими відхиленнями вектора намагніченості  $\mathbf{M}$  відносно основного стану. Таким чином, вектор можна представити у вигляді  $\mathbf{M} = \mathbf{M} + \mathbf{m}$ , де  $\mathbf{M}$  – намагніченість насичення,  $\mathbf{m}$  – мале відхилення від основного стану. Розглядаючи нашу геометрію рис. 3.1, зазначимо, що компоненти вектора намагніченості  $\mathbf{M} = (M_0, m_y, m_z)$ ,  $\mathbf{m} = (0, m_y, m_z)$ . Ось анізотропії направлена вздовж осі  $Ox$ , тому вектор анізотропії  $\mathbf{n} = (1, 0, 0)$ .

Тому магнітоеластична густина енергії, яка була представлена формулою 3.3, набуває наступної спрощеної форми [4]

$$W_{\text{ме}} = \frac{2B}{M_0} (M_x u_{xz} + M_y u_{yz}) = \frac{-\kappa B u_0}{M_0} e^{-\kappa|z|} \sin(kx - \omega t) m_y \quad (3.4)$$

### 3.2 Взаємодія акустичної хвилі та феромагнітного матеріалу

Визначимо ефективне поле у системи з енергією 3.1 з урахуванням спрощеного виразу магнітопружної енергії 3.4

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{еф}} = -\frac{\delta W}{\delta \mathbf{M}} = & \mathbf{h} + \alpha \Delta \mathbf{m} - \frac{1}{M_0^2} \left\{ \mathbf{M}_0 \mathbf{H}_0^{(i)} + \beta (\mathbf{M}_0 \mathbf{n})^2 \right\} \mathbf{m} \\ & + \beta \mathbf{n}(\mathbf{m} \mathbf{n}) + \frac{\kappa B u_0}{M_0} e^{-\kappa|z|} \sin(kx - \omega t) \mathbf{e}_y \end{aligned} \quad (3.5)$$

Лінеаризоване рівняння Ландау-Ліфшица, що описує динаміку намагніченості  $\mathbf{m}$  в магнітно-однорідній системі, можна записати як

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = g \left( \mathbf{M}_0 \times \left[ \mathbf{h} + \alpha \Delta \mathbf{m} - \frac{1}{M_0^2} \left( \mathbf{M}_0 \mathbf{H}_0^{(l)} + \beta (\mathbf{M}_0 \mathbf{n})^2 \right) \mathbf{m} \right. \right. \\ \left. \left. + \beta \mathbf{n}(\mathbf{m} \mathbf{n}) + \frac{\kappa B u_0}{M_0} e^{-\kappa|z|} \sin(kx - \omega t) \mathbf{e}_y \right] \right) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Поле  $\mathbf{h}$  складається з зовнішнього поля  $\mathbf{h}^3$  та магнітостатичного  $\mathbf{h}^M$ ,  $\mathbf{h} = \mathbf{h}^3 + \mathbf{h}^M$ . Нехай в даній задачі у нас немає зовнішнього поля, тобто  $\mathbf{h}^3 = 0$ .

Так як ми враховуємо тільки магнітостатичну взаємодію, представимо динамічну компоненту магнітостатичного поля:  $\mathbf{h} = \mathbf{h}^{(m)} = h_x \cdot \mathbf{e}_x - 4\pi \hat{N} \mathbf{m}$ , де  $\hat{N}$  - тензор розмагнічувальних коефіцієнтів,  $h_x$  - компонента магнітостатичного поля.

Рішення рівняння 3.6 буде представлено в наступному вигляді  $\mathbf{m} = \mathbf{m}_0(\xi) e^{-\kappa|z|}$ ,  $\xi = kx - \omega t$ .

Надалі будемо використовувати наступні позначення  $\gamma_0 = \alpha\kappa^2 - \frac{H_0^{(i)}}{M_0} - \beta$ ,  $f_0 = \frac{\kappa B U_0}{M_0}$ . Тензор розмагнічувальних коефіцієнтів включає тільки ненульові діагональні члени  $N_{xx}$ ,  $N_{yy}$ ,  $N_{zz}$ .

Тоді рівняння 3.6 з урахуванням нових позначень і ненульових членів тензора розмагнічувальних коефіцієнтів, спроектувавши на осі координат, запишемо в вигляді системи рівнянь:

$$\begin{aligned} \omega \frac{\partial m_{0y}}{\partial \xi} &= gM_0 \left( \alpha k^2 \frac{\partial^2 m_{0z}}{\partial \xi^2} + \gamma_0 m_{0z} - 4\pi N_{zz} m_{0z} \right) \\ -\omega \frac{\partial m_{0z}}{\partial \xi} &= gM_0 \left( \alpha k^2 \frac{\partial^2 m_{0y}}{\partial \xi^2} + \gamma_0 m_{0y} - 4\pi N_{yy} m_{0y} + f_0 \sin \xi \right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

де  $\omega$  - частота прецесії,  $m_{0y}$ ,  $m_{0z}$  - компоненти початкового значення відхилення магнітного моменту від рівноважного значення  $M_0$ .

Для знаходження компонент тензора розмагнічування  $N_{yy}$ ,  $N_{zz}$ , підставимо вектор магнітного поля  $\mathbf{h}$  і намагнічування  $\mathbf{m}$  в магнітостатичні рівняння

$$\begin{cases} \text{rot } \mathbf{h} = 0 \\ \text{div } \mathbf{h} = -4\pi \text{div } \mathbf{m} \end{cases} \quad (3.8)$$



В результаті підстановки отримаємо систему:

$$\begin{cases} \frac{\partial h_x}{\partial z} - \frac{\partial h_z}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial h_x}{\partial x} + \frac{\partial h_z}{\partial z} = \frac{-4\pi\kappa f_0 \frac{\omega}{gM_0}}{\Omega_y \Omega_z - \left(\frac{\omega}{gM_0}\right)^2} e^{-\kappa|z|} \cos(kx - \omega t) \end{cases} \quad (3.9)$$

Вирішивши систему, отримаємо вирази компонент вектора магнітного поля:

$$\begin{aligned} h_x &= h_{0x} e^{-\kappa|z|} \sin(kx - \omega t) \\ h_y &= -4\pi N_{yy} m_y = 0 \\ h_z &= -4\pi N_{zz} m_z = \frac{4\pi N_{zz} f_0 \frac{\omega}{gM_0}}{\Omega_y \Omega_z - \left(\frac{\omega}{gM_0}\right)^2} e^{-\kappa|z|} \cos(kx - \omega t) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Аналізуючи отримані рішення, отримаємо значення членів тензора розмагнічувальних коефіцієнтів  $N_{yy} = 0$ ,  $N_{zz} = \frac{\kappa^2}{\kappa^2 - k^2}$ .

Отже, розв'язками рівняння 3.6 з урахуванням отриманих коефіцієнтів  $N_{yy}$ ,  $N_{zz}$  будуть наступні вирази

$$\begin{aligned} m_y &= \frac{f_0 \Omega_z}{\Omega_y \Omega_z - \frac{\omega^2}{(gM_0)^2}} \cdot e^{-\kappa|z|} \sin(kx - \omega t) \\ m_z &= \frac{-f_0 \frac{\omega}{gM_0}}{\Omega_y \Omega_z - \frac{\omega^2}{(gM_0)^2}} \cdot e^{-\kappa|z|} \cos(kx - \omega t) \end{aligned} \quad (3.11)$$

де були використані такі скорочення

$$\begin{cases} \Omega_y = \alpha k^2 - \gamma_0 \\ \Omega_z = \alpha k^2 - \gamma_0 + \frac{4\pi\kappa^2}{\kappa^2 - k^2} \\ f_0 = \frac{\kappa B u_0}{M_0} \\ \gamma_0 = \alpha \kappa^2 - \frac{H_0^{(i)}}{M_0} - \beta \end{cases} \quad (3.12)$$

Використовуючи розв'язки 3.12, оцінимо відношення магнітної

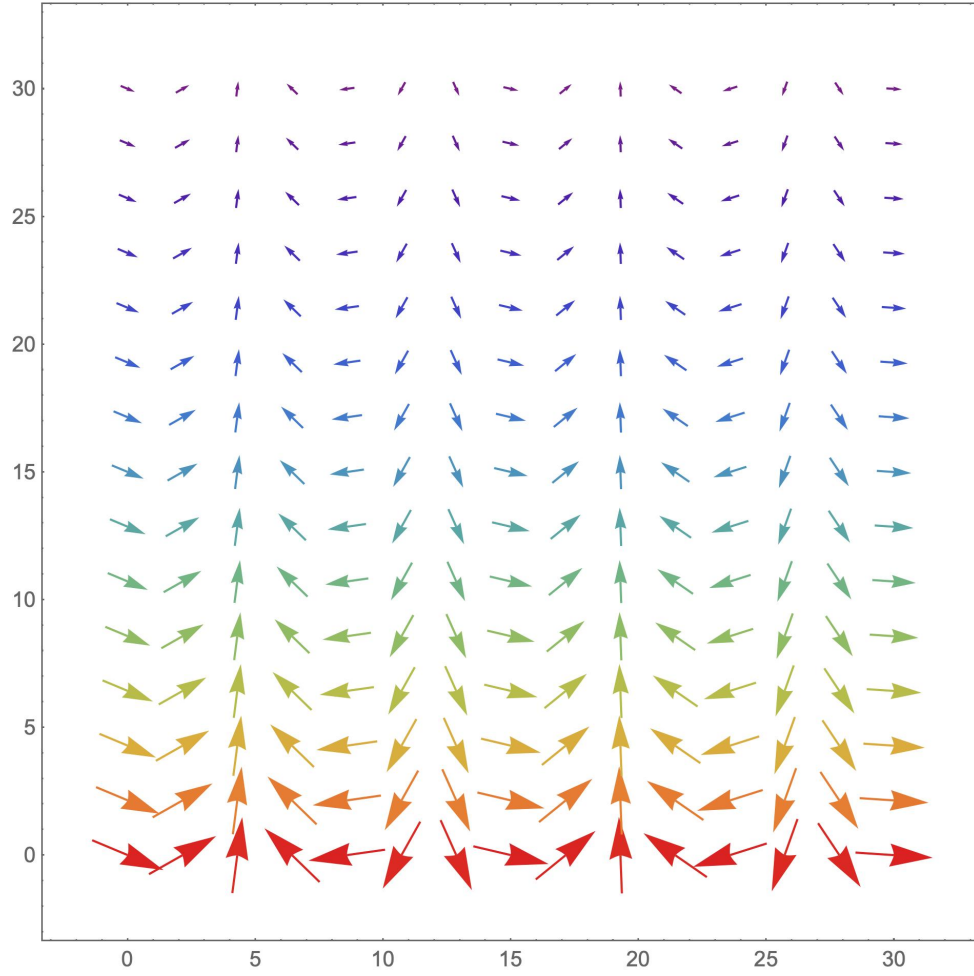


Рис. 3.3: Векторне поле  $\mathbf{m}$  при  $t = 10^{-6}$  с в координатній площині  $xz$ .

енергії  $W$  до магнітоеластичної енергії  $W_{\text{ме}}$  для випадку, коли магнітна анізотропія  $\beta = 0$ . Для цього випишемо магнітну енергію:

$$\begin{aligned}
 W = \int & \left( \frac{\alpha}{2} \left( \left( \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial z} \right)^2 \right) - \mathbf{H}_0 \mathbf{M}_1 \right. \\
 & \left. + \frac{\alpha}{2} \left( \left( \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial z} \right)^2 \right) - \mathbf{H}_0 \mathbf{M}_2 \right) dx dz
 \end{aligned} \quad (3.13)$$

Так як в нашій задачі врахована у-ва та z - ва проекція намагнетичності  $\mathbf{M}_1(0, m_y, m_z)$ ,  $\mathbf{M}_2(0, m_y, m_z)$  і x-ва проекція зовнішнього поля  $\mathbf{H}_0(h_x, 0, 0)$ , вираз магнітної енергії можна спростити:

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\lambda_{\text{ак}}} \alpha \left( \left( \frac{\partial m_{y,z}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial m_{y,z}}{\partial z} \right)^2 \right) dx dz \quad (3.14)$$

де  $\lambda_{\text{ак}}$  - довжина хвилі Косевича.

Підставимо отримані вирази компонент намагнетичності 3.11 в отриману енергію 3.14:

$$W = \frac{\alpha}{4\kappa} (k^2 + \kappa^2) \left( \frac{f_0}{\Omega_y \Omega_z - \left( \frac{\omega}{gM_0} \right)^2} \right)^2 \left( \Omega_z^2 + \left( \frac{\omega}{gM_0} \right)^2 \right) \quad (3.15)$$

Густина енергії акустичної хвилі:  $E = \frac{1}{2} \mu u_0 (k^2 + \kappa^2)$ ,  $\mu$  - модуль еластичності.

Тоді відношення магнітної енергії до акустичної хвилі має вид:

$$\frac{W}{E} = \frac{\frac{\alpha B^2 \kappa}{2\mu M_0^2} \left( \left( \alpha (k^2 - \kappa^2) - \frac{H_0}{M_0} + \frac{4\pi \kappa^2}{\kappa^2 - k^2} \right)^2 + \left( \frac{\omega}{gM_0} \right)^2 \right)}{\left( \left( \alpha (k^2 - \kappa^2) - \frac{H_0}{M_0} \right) \left( \alpha (k^2 - \kappa^2) - \frac{H_0}{M_0} + \frac{4\pi \kappa^2}{\kappa^2 - k^2} \right) - \left( \frac{\omega}{gM_0} \right)^2 \right)^2}$$

Для довільного хвильового числа хвилі Косевича значення відношення магнітної енергії до магнітопружної дуже мале. Для таких випадків розгляд даної задачі не несе практичної цінності. Однак

якщо:

$$\left(\frac{\omega}{gM_0}\right)^2 = \left(\alpha k^2 + \frac{H_0}{M_0}\right) \left(\alpha k^2 + \frac{H_0}{M_0} + \frac{4\pi\kappa^2}{k^2}\right) \quad (3.16)$$

(тобто коли хвиля Косевича знаходиться в резонансі зі спіноюю хвилею) магнітна енергія приймає значення порівнянні з акустичною енергією, і таке магнітне збудження досягає значення, яке можна детектувати сучасними приладами.

Зробимо висновок, що з поширенням акустичної хвилі Косевича вздовж планарного дефекту між двома феромагнетиками пов'язане існування об'ємної спінової хвилі. Спінова хвиля має ту саму довжину хвилі і поширюється в тому ж напрямку, що і хвиля Косевича. Отже, теоретична модель може бути додатково використана для проектування плоских або точкових джерел спінової хвилі або перетворювачів акустичної хвилі в спінову для хвиль, що поширюються всередині основного феромагнітного матеріалу.

### 3.3 Аналіз закону дисперсії хвилі Косевича

Щоб модель суцільного середовища виконувалася необхідно, щоб  $\lambda_{\text{Кос}} \gg a_{\text{гр}}$ , де  $\lambda_{\text{Кос}}$  - довжина хвилі Косевича,  $a_{\text{гр}}$  - стала ґратки. Тому обмеження моделі можна записати наступним чином:  $\lambda_{\text{Кос}} = \frac{2\pi}{k} \gg a_{\text{гр}}$ , тому  $k \ll \frac{2\pi}{a_{\text{гр}}} \approx 2\pi 10^8$  см. В указаному діапазоні модель працює, а в іншому діапазоні треба враховувати внутрішні ступенів свободи, що не розглядає наша модель.

Окрім того в статі Косевича [75] накладено обмеження на пара-

метри матеріалів в яких можна збудити Хвилю Косевича

$$\frac{(\mu - \mu_{\text{ш}})}{\mu_{\text{ш}}} > \frac{(\rho - \rho_{\text{ш}})}{\rho}.$$

Наприклад, дане відношення задовільняють параметри матеріалів для системи кобальт-пермалой-кобальт.

Параметри матеріалів, які будемо використовувати для графіків наступні: густина кобальту  $\rho = 8.9 \text{ г/см}^3$ , модуль еластичності  $\mu = 800 \text{ Гдин/см}^2$ , намагніченість насичення  $M_0 = 1.45 \cdot 10^3 \text{ Гс}$ ; константа неоднорідного обміну  $\alpha = 1.43 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ ; зовнішнє магнітне поле  $H_0 = 10^3 \text{ Ое}$ ; товщина дефектного шару пермалою  $\delta = 1 \text{ нм}$ , його густина  $\rho_s = 8.72 \text{ г/см}^3$  та модуль еластичності  $\mu_s = 500 \text{ Гдин/см}^2$ .

Побудуємо і порівняємо закони дисперсії спінових і акустичних хвиль, хвилі Косевича і збудженої нею спінової хвилі.

Для графіка 3.4 будемо використовувати наступні закони дисперсії:

- акустичної об'ємної поперечної хвилі(АХ) в пермалої  $\omega = kv$ ,
- акустичної хвилі Косевича(КосАХ) в дефекті пермалою в системі кобальту  $\omega^2 = (k^2 - \kappa^2) v^2$ , де  $\kappa = \frac{1}{2} h k^2 [(\mu - \mu_{\text{ш}}) / \mu_{\text{ш}} - (\rho - \rho_{\text{ш}}) / \rho]$ ,  $v = \sqrt{\mu / \rho}$ ,
- об'ємної спінової хвилі(СХ) в пермалої  $\omega = \gamma M_0 \left( \alpha k^2 + \frac{H_0}{M_0} \right)$ ,
- спінової хвилі збудженої хвилею Косевича(КосСХ) в системі кобальт-пермалой-кобальт представленою формулою 3.16

$$\omega = \gamma M_0 \left( \alpha k^2 + \frac{H_0}{M_0} - \alpha \kappa^2 \right).$$

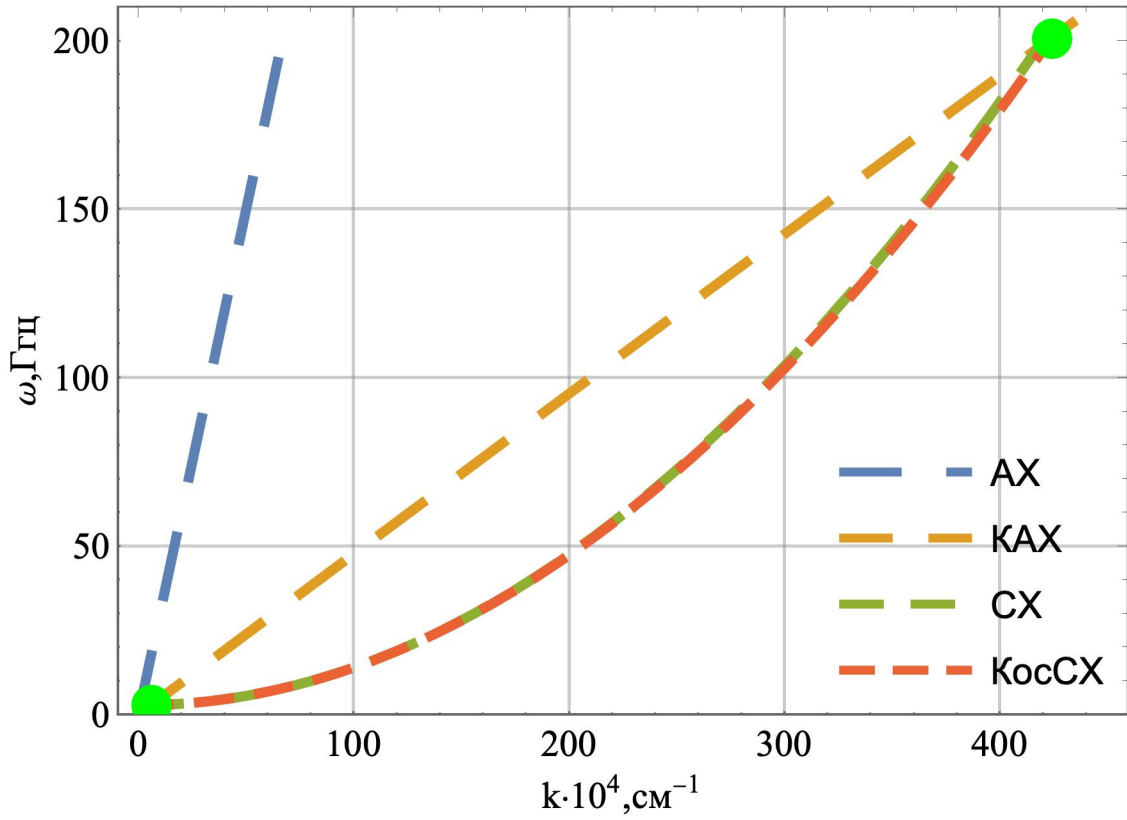


Рис. 3.4: Закон дисперсії акустичних і спінових хвиль

Зелені точки на графіку 3.4 відповідають частотам отриманим за формулою 3.16, тобто резонансним частотам. Цим точкам має відповідати різке збільшення магнітної енергії, а отже і амплітуди магнітного збудження та для перевірки цього твердження побудуємо графік залежності відношення магнітної густини енергії до акустичної від частоти 3.5 і графік 3.6 залежності відношення амплітуд  $m_{0y}$ ,  $m_{0z}$  до намагніченості насичення від частоти спінових хвиль при різних значеннях амплітуди акустичної хвилі  $u_0$ .

Магнітна енергія в порівнянні зі значеннями акустичної приймає значення на багато порядків менше, проте в точках резонансу, для нашої моделі це  $f \approx 1$  ГГц і  $f \approx 199$  ГГц, що співпадає з частотою

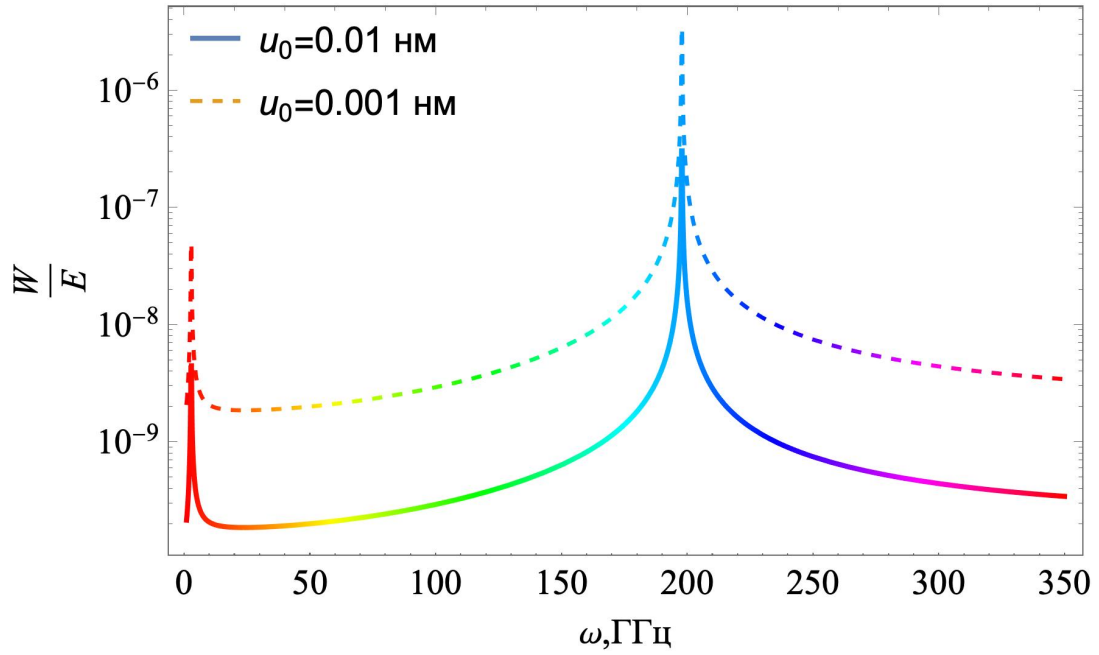


Рис. 3.5: Залежність відношення магнітної густини енергії до акустичної від частоти

отриманою за формулою 3.16, спостерігається різкий зріст магнітної енергії до трьох порядків мал.3.5. А тому і сильний зріст значення амплітуди магнітного збудження  $m_{0y}$ ,  $m_{0z}$  мал.3.6.

Модель не враховує загасання спінової хвилі, тому значення пікових амплітуд для реальних структур потребує перерахунку.

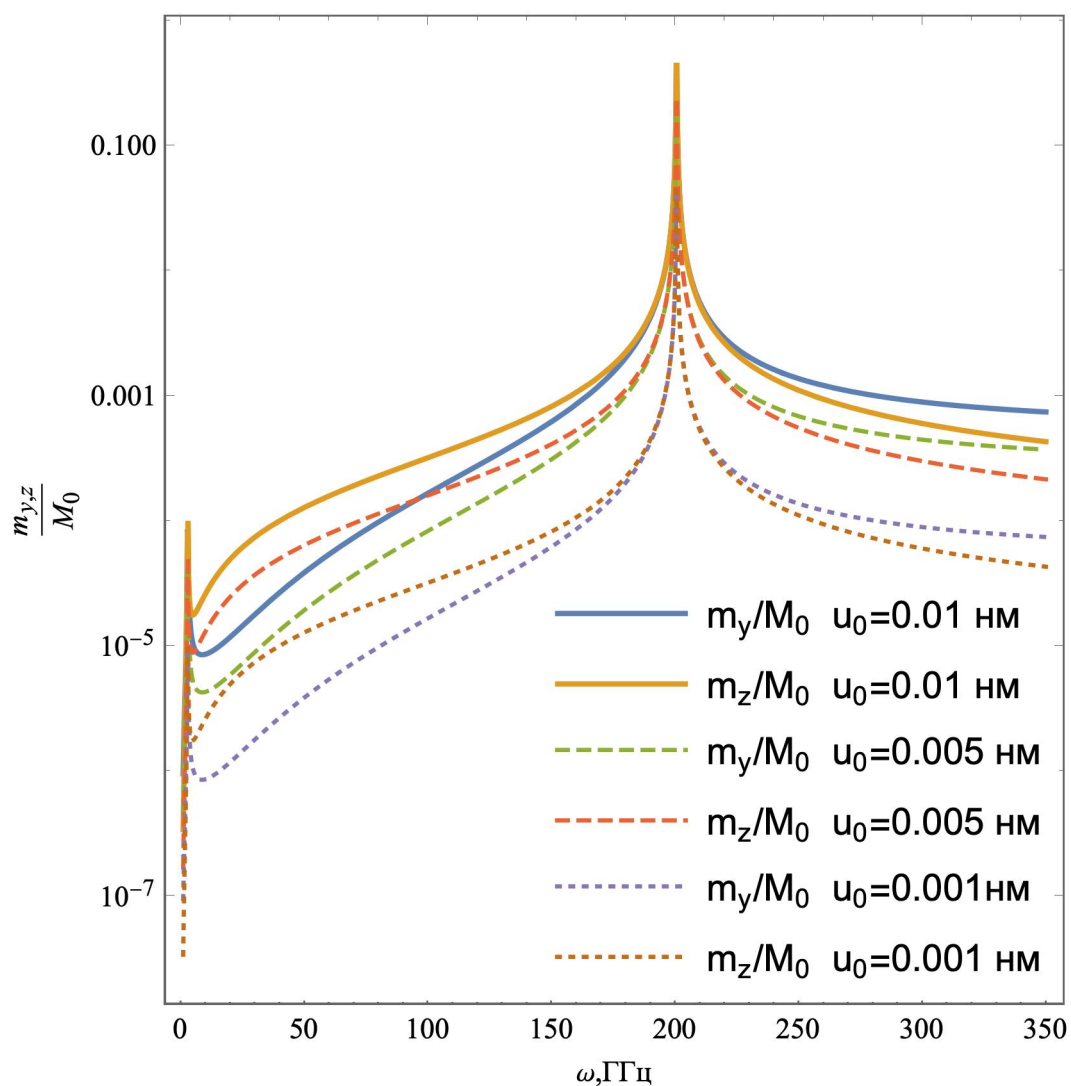


Рис. 3.6: Залежність відношення амплітуд збудження до намагніченості насичення від частоти спінової хвилі

### Висновки до розділу 3

1. Теоретично змодельовано можливість збудження об'ємної спінової хвилі поверхневою акустичною хвилею "типу Косевича" в системі ферромагнітного матеріалу з плоским пружним дефектом.



2. Значного ефекту магнітного збудження можна досягти, якщо виникне резонанс між акустичною хвилею Косевича та спіновими хвилями. Резонанс виникає при частотах визначених виразом 3.16.

## Розділ 4

### Вплив магнітних включень на проходження акустичних хвиль

#### 4.1 Закон дисперсії акустичних хвиль в системі з магнітними шарами

В наступному розділі продовжимо розглядати, як за допомогою впливу магнітоеластичної взаємодії можна змінювати розповсюдження хвилі. Раніше ми розглядали межу з акустичною хвилею в магнітному середовищі. Тепер розглянемо обернену задачу, а саме магнітне включення в немагнітному середовищі.

Розглянемо найпростішу геометрію в якій магнітопружна взаємодія може впливати на розповсюдження звуку. Модель представляє собою систему двох напівнескінченних немагнітних шарів, що контактують вздовж магнітного тонкого шару. Тобто, магнітне включення товщиною  $\delta$  вбудоване в немагнітне середовище 4.1. Включення, нескінченне в площині  $Y - Z$ , має намагніченість насичення  $M_0$  і до нього прикладене зовнішнє поле  $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}$ . Завдяки магнітопружній взаємодії ця рівноважна конфігурація має зсуви в площині  $xz$  і  $yz$ , пов'язані з падаючою акустичною хвилею.

Щоб проаналізувати поведінку акустичних хвиль під впливом магнітного включення треба розв'язати рівняння руху хвиль. Для отримання рівнянь руху представимо густину магнітної енергії як суму магнітоеластичної енергії  $W_{\text{ме}}$  і суто магнітних внесків феромагнетика  $W$ . Беручи до уваги зейманівську і енергію розмагнічуючих

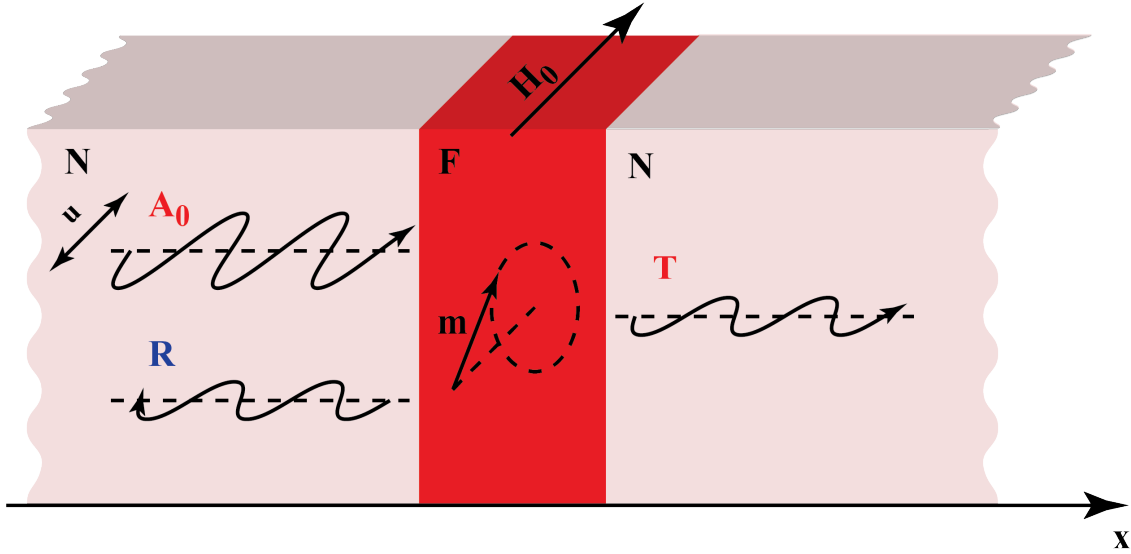


Рис. 4.1: Схематичне зображення прототипного магнітоеластичного резонатора, що представляє собою тонкий магнітний шар (F), вбудований в немагнітну (N) матрицю. Зовнішнє поле  $\mathbf{H}_0$  направлено вздовж осі  $OZ$ . Акустична хвиля з амплітудою  $A_0$  індукує прецесію вектора намагніченості  $\mathbf{M}$  через магнітопружний зв'язок. В результаті хвиля частково проходить і частково відбивається, з відповідними амплітудами  $T$  і  $R$ .

коефіцієнтів, запишемо густину енергії наступним чином

$$W = -\mu_0 \mathbf{H}_0 \mathbf{M} + \frac{\mu_0}{2} (N_x M_x^2 + N_y M_y^2) \quad (4.1)$$

де  $N_x, N_y$  - розмагнічувальні коефіцієнти,  $N_x + N_y = 1$ ,  $\mathbf{M}$  - вектор намагніченості і  $\mu_0$  - магнітна проникність.

Як і в попередній задачі магнітопружний внесок має вигляд 3.3. Проте, в даній задачі через іншу геометрію треба враховувати інші компоненти тензора деформації. Розглянемо поперечну акустичну плоску хвилю, що падає на систему зліва і поляризується вздовж по-

ля зміщення, так що  $U_x = U_y = 0$ ,  $U_z = U(x, y, t)$ . Єдиними компонентами тензору деформації є незникаючі  $u_{xz} = \frac{1}{2}\partial_x U$  і  $u_{yz} = \frac{1}{2}\partial_y U$ . Тому магнітоеластична густина енергії набуває спрощеної форми

$$W_{\text{ме}} = \frac{B}{M_0} (M_x u_{xz} + M_y u_{yz}) \quad (4.2)$$

де  $B$  - це магніто-пружна константа.

Для опису динаміки намагніченості в системі магнітного включення, обчислимо ефективне магнітне поле у вигляді  $\mu_0 \mathbf{H}_{\text{еф}} = -\delta W / \delta \mathbf{M}$  і визначимо  $\mathbf{m}$  як мале збурення магнітного порядку,  $|m| \ll M_0$ .

Запишемо лінеаризоване рівняння руху намагніченості з врахуванням дисипації енергії або рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта

$$\begin{aligned} -\frac{\partial m_x}{\partial t} &= \gamma \mu_0 (H_0 + N_y M_0) m_y + \alpha \frac{\partial m_y}{\partial t} \\ \frac{\partial m_y}{\partial t} &= \gamma \mu_0 (H_0 + N_x M_0) m_x + \gamma B \frac{\partial U}{\partial x} + \alpha \frac{\partial m_x}{\partial t} \end{aligned} \quad (4.3)$$

де  $\gamma$  - гіромагнітне відношення і  $\alpha$  - константа демпфування Гільберта.

Для опису акустичної хвилі обчислимо магнітопружний внесок у напругу  $\sigma_{jk}^{(\text{ме})} = \delta W_{\text{ме}} / \delta u_{jk}$ . Рівняння руху акустичної хвилі в системі з магнітним включенням можемо записати в наступному вигляді

$$\rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left( C \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{B}{M_0} m_x \right) \quad (4.4)$$

де  $C = c_{44}$  - модуль зсуву, а  $\rho$  - густина середовища. Немагнітне середовище описується тим же рівнянням, встановивши  $B = 0$ .

Так як значення  $C$ ,  $B$  і  $N_{x,y}$  є постійними в межах кожного окремого матеріалу, ми будемо шукати рішення рівнянь у вигляді плоских

хвиль  $U, m_{x(y)} \propto \exp[i(kx - \omega t)]$ . Підставимо рішення до кожного із рівнянь руху і отримаємо систему рівнянь з невідомими  $\omega, m_x, m_y$

$$\begin{aligned} -i\omega m_x &= -\gamma\mu_0 (H_0 + N_y M_0) m_y + i\omega\alpha m_y \\ -i\omega m_y &= \gamma\mu_0 (H_0 + N_x M_0) m_x + ik\gamma B u - i\omega\alpha m_x \\ -\omega^2 \rho u &= -k^2 C u + ik \frac{B}{M_0} m_x \end{aligned} \quad (4.5)$$

Для немагнітних шарів використовуємо стандартний закон дисперсії акустичних хвиль  $k = \pm\omega\sqrt{\frac{\rho}{C}}$ . Для магнітного шару дозволені режими або закон дисперсії отримаємо, розв'язавши систему 4.5, тому запишемо систему 4.5 в матричній формі

$$\begin{pmatrix} -i\omega & \omega_1 - i\omega\alpha & 0 \\ \omega_2 - i\omega\alpha & i\omega & ik\gamma B \\ ik\frac{B}{M_0} & 0 & \omega^2\rho - k^2 C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ u \end{pmatrix} = 0 \quad (4.6)$$

вимагаючи, щоб його визначник був рівний нулю, отримаємо закон дисперсії

$$k^2 = \frac{(\omega^2 - (\omega_1 - i\omega\alpha)(\omega_2 - i\omega\alpha)) \omega^2}{(\omega^2 - (\omega_1 - i\omega\alpha)(\omega_2 - i\omega\alpha)) \frac{C}{\rho} + (\omega_1 - i\omega\alpha) \frac{\gamma B^2}{M_0 \rho}} \quad (4.7)$$

де  $\omega_1 = \gamma\mu_0 (H_0 + N_y M_0)$ ,  $\omega_2 = \gamma\mu_0 (H_0 + N_x M_0)$ .

Рівняння 4.7 описує гібридизацію між акустичними хвилями та магнітною прецесією на частотах, близьких до феромагнітного резонансу (ФМР) при частоті  $\omega_{\text{ФМР}}$  та при ширині лінії  $\Gamma_{\text{ФМР}}$ . Частота, з якою амплітуди прецесії (рівняння 4.3) розходяться, задається умовою  $(\omega + i\frac{\Gamma_{\text{ФМР}}}{2})^2 = \tilde{\omega}_1 \tilde{\omega}_2$ . У межі малих значень  $\omega_{\text{ФМР}} = \omega_x \omega_y$  і  $\Gamma_{\text{ФМР}} = \alpha(\omega_x + \omega_y)$ . Вдалині від резонансу, рівняння 4.7 - це ліній-

на дисперсія акустичних хвиль. Дисперсійне відношення акустичних хвиль у немагнітному середовищі можна отримати, встановивши магнітоеластичну константу  $B$  рівну нулю, що дає  $k_0^2 = \omega \rho_0 / C_0$ . Тут і нижче підпис «0» використовується для позначення параметрів, що описують немагнітне середовище.

Для наглядного представлення закону дисперсії акустичних хвиль біля магнітних включень побудуємо залежність реальної та уявної частини хвильового вектора від частоти при різних значеннях затухання спінової хвилі. Зобразимо закони дисперсії для двох матеріалів магнітного включення, таких як кобальт мал. 4.2 та пермалой мал. 4.3, щоб дослідити чи впливає матеріальні показники на силу магнітоакустичних ефектів. Параметри, які використовуються для графіків в цьому розділі будуть представлені в таблиці

Параметри	Силико нітрід $Si_3N_4$	Кобальт Co	Пермалой Py
$B$ (МДж/м <sup>3</sup> )	-	10	- 0.9
$C$ (ГПа)	127	80	50
$\rho$ ( $\frac{кг}{м^3}$ )	3192	8900	8720
$\alpha$	-	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-3}$
$M_0, (\frac{кА}{м^{-1}})$	-	1000	760

Табл. 4.1: Таблиця параметрів матеріалів для аналізу задачі

На графіках 4.2, 4.3 представлена залежність реальної частини хвильового вектора від частоти  $k'(f)$  або закон дисперсії і залежність уявної частини хвильового вектора від частоти  $k''(f)$ , що показує дисипаційні процеси за рахунок затухання для випадку незатухаючої спінової хвилі, для  $\alpha = 10^{-3}$  та  $\alpha = 10^{-2}$ , що є наближенням до реального значення.

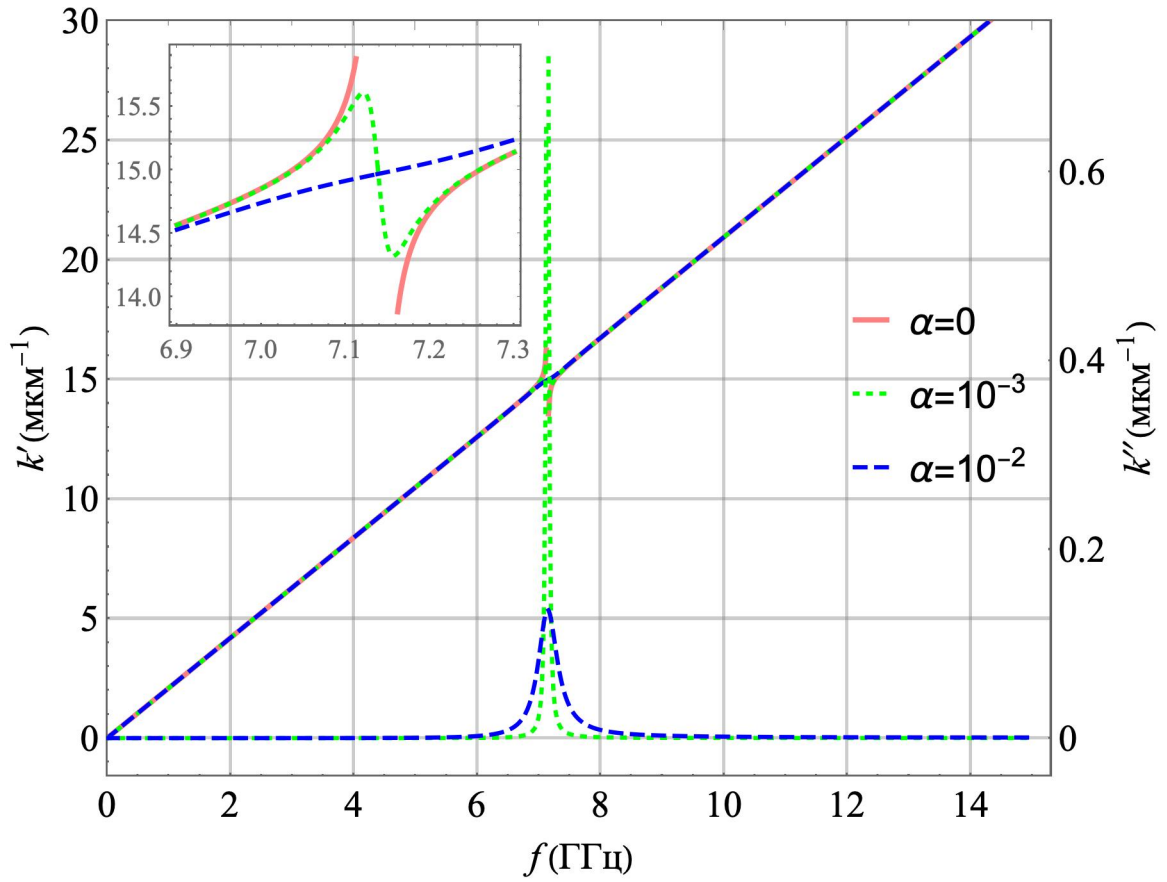


Рис. 4.2: Закон дисперсії магнітоакустичних хвиль,  $k'(f)$ ,  $k''(f)$  в магнітному включенні кобальту для різних значень  $\alpha$ . Вертикальна права вісь -  $k'(f)$ , ліва -  $k''(f)$ .

В області перетину законів дисперсії акустичних і спінових хвиль магнітопружна взаємодія значно зростає і відбувається розщеплення дисперсійних кривих на дві гілки, тобто збуджуються дві зв'язані магнітоакустичні хвилі. В цій області в магнітному включенні відбувається магнітоакустичний резонанс. Головна ідея в даній роботі дослідити, як даний магнітоакустичний резонанс буде впливати на розповсюдження акустичної хвилі. Проте бачимо, що в незалежно-

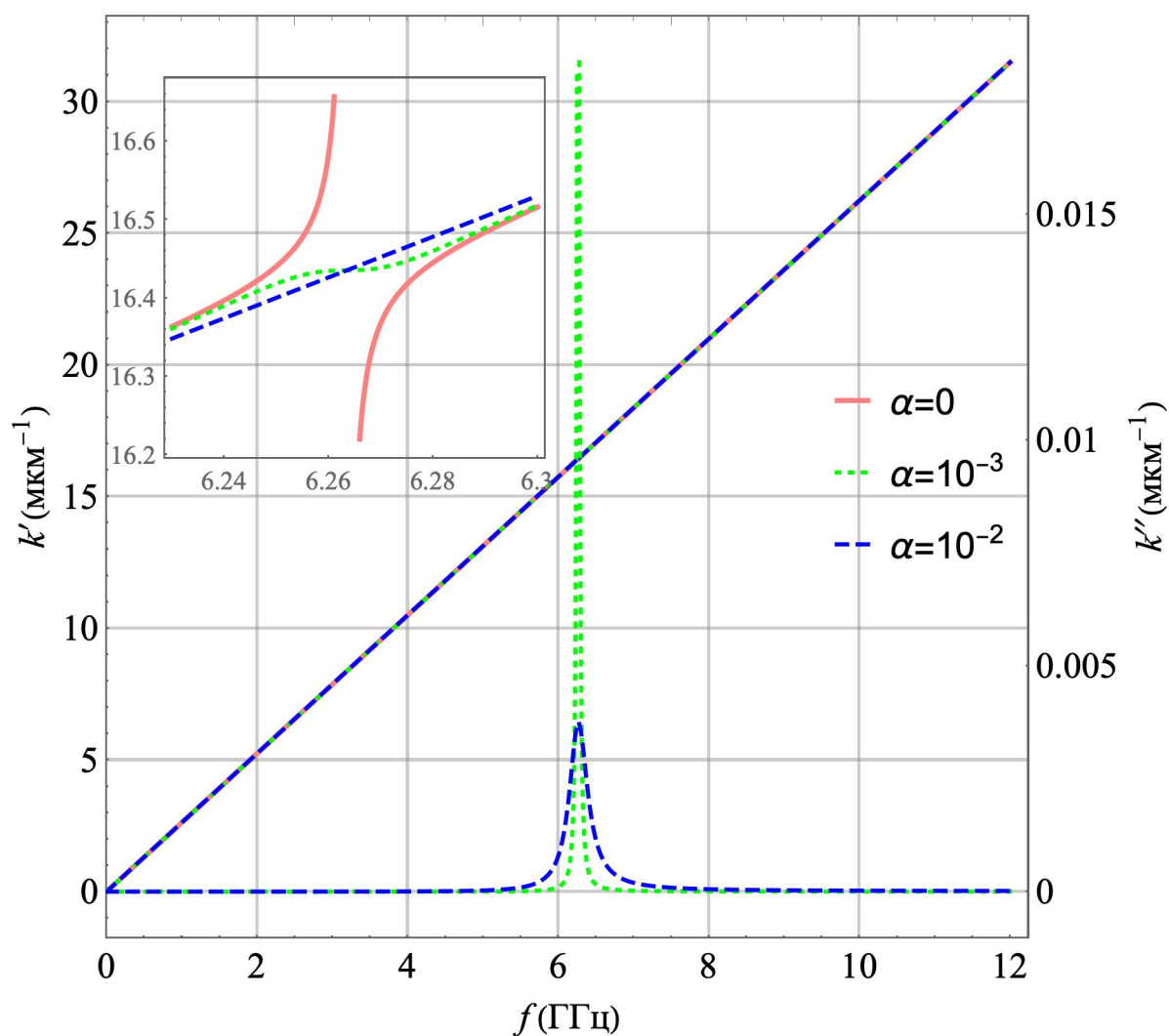


Рис. 4.3: Закон дисперсії магнітоакустичних хвиль,  $k'(f)$ ,  $k''(f)$  в магнітному включенні пермалою для різних значень  $\alpha$ .

сті від обраного матеріалу, при наближенні параметра демпінгу до реального значення магнітоакустичні ефекти дуже слабкі.



## 4.2 Зміни поведінки акустичної хвилі під впливом магнітних включень

Також, розв'язуючи систему рівнянь 4.5 для прецесії намагніченості в магнітному шарі, керованому акустичною хвилею, отримано наступні залежності

$$\begin{aligned} m_x &= -\frac{\omega^2 \rho - k^2 C}{\frac{ikB}{M}} u = i(\omega^2 \rho - k^2 C) \frac{M}{kB} u \\ m_y &= \frac{i\omega}{\gamma\mu_0 H_0 - i\omega\alpha} m_x = \frac{i\omega}{\omega_1 - i\omega\alpha} iM \frac{\omega^2 \rho - k^2 C}{kB} u = -\frac{\omega(\omega^2 \rho - k^2 C)}{\omega_1 - i\omega\alpha} \frac{M}{kB} u \end{aligned} \quad (4.8)$$

Припускаючи що зсув  $u_j$  та напруга  $\sigma$  є безперервним на кордонах, визначаємо коефіцієнти відбиття та проходження пружних хвиль від магнітного включення. Отже, щоб знайти коефіцієнти відбиття та проходження пружних хвиль від магнітного шару, нам потрібно застосувати наступні граничні умови для двох інтерфейсів:

$$\begin{aligned} u_1 &= u_2 \\ u_2 &= u_3 \\ C_0 \frac{\partial u_1}{\partial x} &= C \frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{B}{M} m_x \\ C \frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{B}{M} m_x &= C_0 \frac{\partial u_3}{\partial x} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Крім того, необхідно враховувати, що рішення в перших двох шарах містять як прямі, так і зворотні хвилі, і відповідні співвідноше-

ння магнітних і пружних коливань:

$$\begin{aligned}
u_1 &= \exp(ik_0x - i\omega t) + R \exp(-ik_0x - i\omega t) \\
u_2 &= \tau \exp(ikx - i\omega t) + r \exp(-ikx - i\omega t) \\
u_3 &= T \exp(ik_0x - i\omega t) \\
\frac{B}{M}m_x &= ikSu_2
\end{aligned} \tag{4.10}$$

де зробимо позначення для зручності

$$S = \gamma B^2 (\omega_1 - i\omega\alpha) / (M (\omega^2 - (\omega_1 - i\omega\alpha)(\omega_2 - i\omega\alpha))) .$$

Таким чином, отримано вирази для коефіцієнтів відбиття і проходження пружних хвиль в залежності від магнітних властивостей:

$$\begin{aligned}
R &= \frac{e^{-ik_0\delta} (\kappa^2 - 1)}{\kappa^2 + 1 - 2i\kappa \cdot \operatorname{ctg}(k\delta)} \\
T &= \frac{\exp(-ik_0\delta)}{\cos(k\delta) - i\frac{1+\kappa^2}{2\kappa} \sin(k\delta)}
\end{aligned} \tag{4.11}$$

де  $\kappa = \frac{k}{k_0} \left( \frac{C+S}{C_0} \right)$  - комплексний параметр.

Для того, щоб зрозуміти резонансну магнітопружну поведінку, корисно розглянути спочатку випадок нормального падіння, коли розмагнічувальна енергія приймає спрощену форму через відсутність безпосередніх інтерфейсів для формування поверхні полюсів в напрямку  $y$ , тому що  $N_x = 1$  і  $N_y = 0$ .

Побудуємо залежність коефіцієнта відбиття, яка представлена виразом 4.11, від частоти мал.4.4 для різних параметрів демпфування для системи силико нітрід  $Si_3N_4$  (параметри матеріалу представлені в таблиці 4.1) з магнітним шаром кобальту. Товщина магнітного ша-

ру 30 нм, а зовнішнє магнітне поле  $\mu_0 H_0 = 97$  мТл для якого частота Кітеля  $f_{\text{ФМР}} = \gamma \mu_0 \sqrt{H_0 (H_0 + M_0)} \approx 5.84$  ГГц.

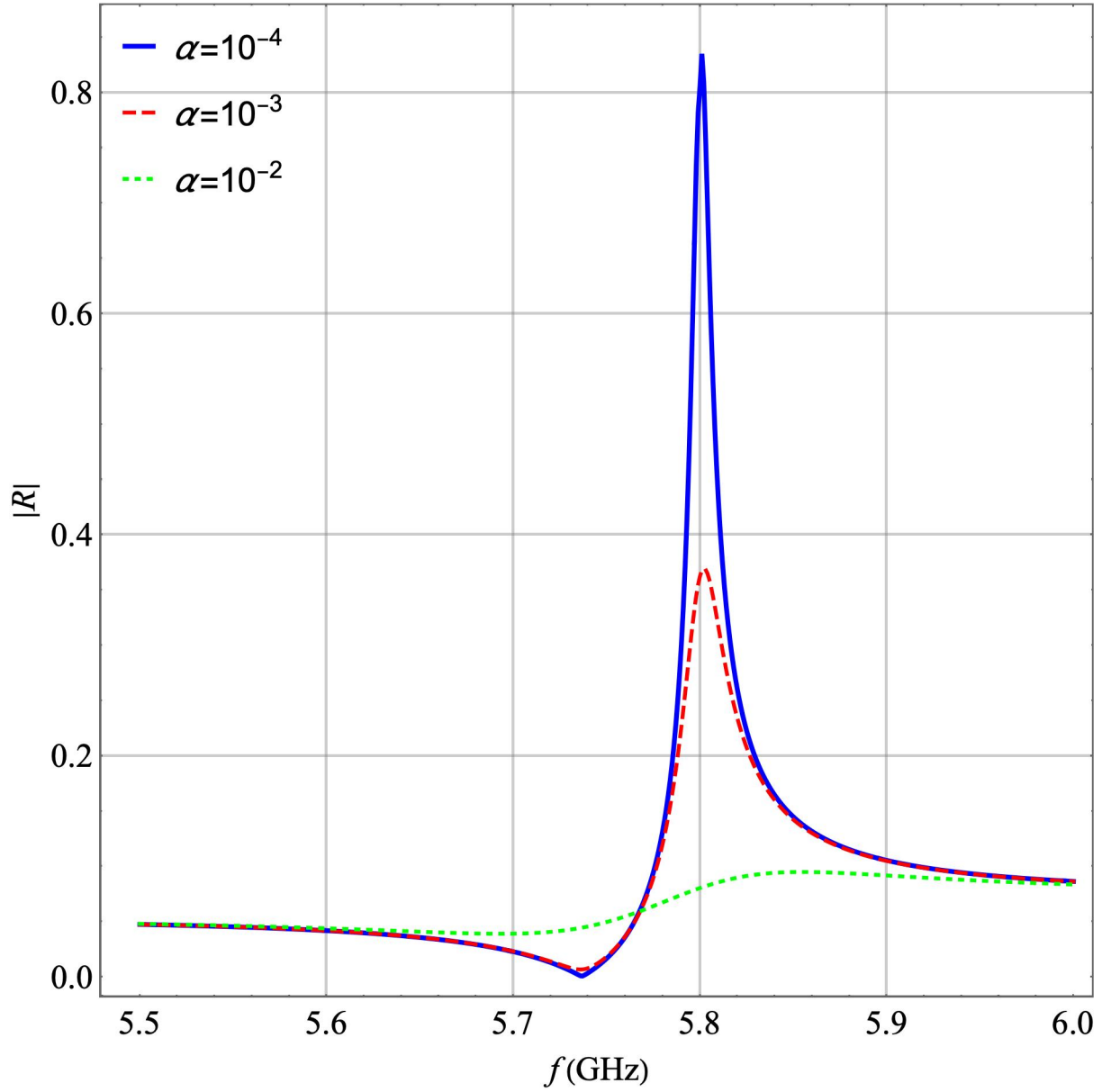


Рис. 4.4: Залежність коефіцієнта відбиття від частоти для різного значення згасання при товщині магнітного включення  $\delta = 30$  нм.

Як показано синьою, червоною і зеленою кривою на мал.4.4, коефіцієнт відбиття проявляє асиметричну немонотонну залежність, що зменшується при збільшенні параметра демпфування, проте не зникає навіть для реальних значень  $\alpha$ . Ця асиметричність є характерною для резонансу Фано. Резонанс Фано - це тип резонансу з антисиметричним профілем, що виникає в результаті інтерференції двох хвильових процесів, а саме це зв'язок між дискретним режимом феромагнітного резонансу магнітного включення та континуумом розповсюдження акустичних мод у навколишньому немагнітному матеріалі. Якби два матеріали мали відповідні еластичні властивості, то коефіцієнт відбиття демонстрував би звичну симетричну форму Брейта-Вігнера.

При збільшенні  $\alpha$  від  $10^{-4}$  до  $10^{-3}$  резонансний пік на мал.4.4 значно пригнічується і розширюється. Для більш поширеного, реалістичного значення  $10^{-2}$  резонанс майже повністю згасає. Більш сильна магнітопружна взаємодія (тобто високі значення  $B$ ) в принципі можуть протидіяти цьому зменшенню, але це, однак, також може збільшити внесок фононів у магнітне демпфування, що призведе до кореляції між  $B$  та  $\alpha$ , як це спостерігається у реалістичних магнітних матеріалах.

### **4.3 Розповсюдження акустичної хвилі в мультишаровій системі**

В попередньому розділі з метою зменшення впливу магнітного затухання було розглянуто систему в яких магнітні втрати обмежувались ізольованим, тонкоплівковим магнітострикційним включенням, що приймало єдиний режим спінової хвилі, режим феромагні-

тного резонансу (ФМР). Режим ФМР гібридизований з акустичними хвилями лише поблизу частоти Кіттеля призводив до їх резонансного розсіювання в магнітоакустичні версії резонансу Фано. Частота і ширина лінії режиму (а отже, сила резонансу Фано) визначалися магнітним полем зміщення та магнітним демпфіруванням відповідно. Наш аналіз підкреслив необхідність посилення (загалом, слабкої) магнітопружної взаємодії та зменшення (загалом, сильного) магнітного демпфування. Це частково можна досягнуто шляхом прийняття кої геометрії падіння [123].

Але постає питання про те, чи можна ще більше посилити наслідки магнітопружного зв'язку за рахунок розсіювання Брега в магнітоакустичних метаматеріалах, утворених періодичними масивами магнітострикційних включень.

Саме тому вирішено розглянути узагальнену на основі попереднього підрозділу задачу проходження акустичної хвилі через періодичну систему із елементарних блоків розглянутих раніше. Елементарні будівельні блоки - це тонкі ферромагнітні плити товщиною  $\delta$ , нескінченні в площині  $Y - Z$  і розділені немагнітними розпірними шарами товщиною  $\delta_{12}$ ,  $L = \delta_{12} + \delta$  - період масиву, ( $\delta \gg \delta_{12}$ ), як показано на фіг. 4.5. Плити намагнічені магнітним полем  $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}$  і мають намагніченість насичення  $M_0$ . Масив або містить скінченне число,  $N$ , магнітних плит, або є нескінченним.

Так як раніше не враховувалась товщина немагнітного матеріалу, розрахуємо коефіцієнти відбиття і проходження для одного елементарного блоку. Розглянемо окремо  $n$ -й тонкоплівковий магнітоакустичний резонатор фіг. 4.5. На мал. 4.6 детально зображено усі процеси проходження хвилі і відбиття в елементарному блоці.

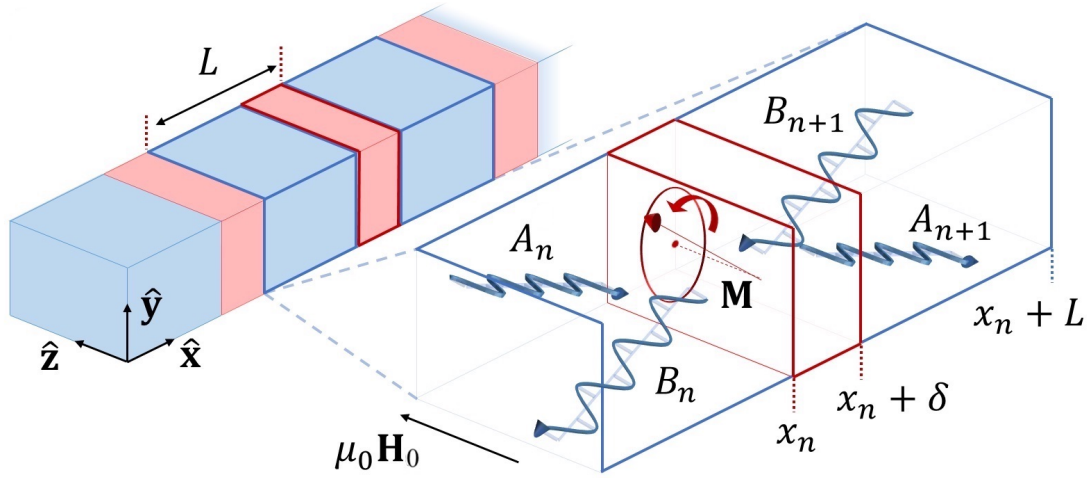


Рис. 4.5: Схематичне зображення геометрії задачі. Метаматеріал, утворений одномірним масивом тонкоплівкових магнітоакустичних резонаторів, вбудованих у немагнітну матрицю. Окремі резонатори розсіюють акустичні хвилі, що падають з обох сторін. До площини резонаторів прикладене зовнішнє поле  $\mu_0 \mathbf{H}_0$ .

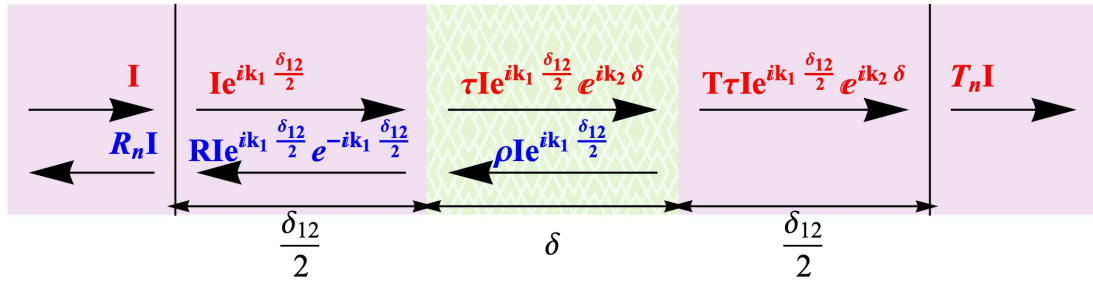


Рис. 4.6: Ілюстрація умов узгодження амплітуд хвиль у  $n$ -му та  $(n + 1)$ -му шарах. Стрілки вказують напрямки поширення хвиль.

Розпишемо коефіцієнти з минулої задачі через нові позначення

$$A_0 = A e^{\frac{i\delta_{12}k_1}{2}} \quad (4.12)$$

$$A_1 = \tau e^{\frac{i\delta_{12}k_1}{2}} e^{i\delta k_2} \quad (4.13)$$

$$R_1 = \rho e^{\frac{i\delta_{12}k_1}{2}} \quad (4.14)$$

$$A_2 = \tau T e^{i\delta_{12}k_1} e^{i\delta k_2} \quad (4.15)$$

Запишемо граничні умови на кожній межі, яка зображена в одного періоду структури на мал. 4.6:

$$(u_1(x) - u_2(x)) \Big|_{x=-\frac{\delta_{12}}{2}} = 0 \quad (4.16)$$

$$\left( \frac{\partial u_1(x)}{\partial x} - \frac{\partial u_2(x)}{\partial x} \right) \Big|_{x=-\frac{\delta_{12}}{2}} = 0 \quad (4.17)$$

$$(u_2(x) - u_3(x)) \Big|_{x=-\frac{\delta}{2}} = 0 \quad (4.18)$$

$$\left( \frac{1}{k_1} \frac{\partial u_2(x)}{\partial x} - \frac{\kappa}{k_2} \frac{\partial u_3(x)}{\partial x} \right) \Big|_{x=-\frac{\delta}{2}} = 0 \quad (4.19)$$

$$(u_3(x) - u_4(x)) \Big|_{x=\frac{\delta}{2}} = 0 \quad (4.20)$$

$$\left( \frac{\kappa}{k_2} \frac{\partial u_3(x)}{\partial x} - \frac{1}{k_1} \frac{\partial u_4(x)}{\partial x} \right) \Big|_{x=\frac{\delta}{2}} = 0 \quad (4.21)$$

Рішення хвильового рівняння для кожного із 5 шарів буде представлено так:

$$u_1(x) := R_0 e^{-ik_1 x} + e^{\frac{i}{2}k_1 x} \quad (4.22)$$

$$u_2(x) := A_0 e^{ik_1 x} + R e^{-ik_1 x} \quad (4.23)$$

$$u_3(x) := A_1 e^{ik_2 x} + R_1 e^{-ik_2 x} \quad (4.24)$$

$$u_4(x) := A_2 e^{ik_1 x} \quad (4.25)$$

$$u_5(x) := T_0 e^{ik_1 x} \quad (4.26)$$

Вирішуючи систему рівнянь, отримаємо значення коефіцієнта відбиття і проходження для цілого періоду структури:

$$R_0 = -\frac{e^{-ik_1 \delta} (-1 + \kappa^2)}{1 + \kappa^2 + 2i\kappa \operatorname{ctg} k_2 \delta} \quad (4.27)$$

$$T_0 = \frac{2ie^{-ik_1(\delta+\delta_{12})}\kappa}{2i \cos k_2 \delta + (1 + \kappa^2) \sin k_2 \delta} \quad (4.28)$$

Далі будемо використовувати формули коефіцієнта відбиття і фактора Блоха з роботи Игнатовича [124] для напів-нескінченної періодичної системи:

$$R_\infty = \frac{\sqrt{(R_0 + 1)^2 - T_0^2} - \sqrt{(R_0 - 1)^2 - T_0^2}}{\sqrt{(R_0 + 1)^2 - T_0^2} + \sqrt{(R_0 - 1)^2 - T_0^2}} \quad (4.29)$$

$$e^{iql} = \frac{\sqrt{(T_0 + 1)^2 - R_0^2} + \sqrt{(T_0 - 1)^2 - R_0^2}}{\sqrt{(T_0 + 1)^2 - R_0^2} - \sqrt{(T_0 - 1)^2 - R_0^2}} \quad (4.30)$$

де  $R_0$  - коефіцієнт відбиття і  $T_0$  - проходження для одного періоду визначенні формулами 4.27, 4.28.

Побудуємо довільний графік залежності коефіцієнта відбиття 4.27 для одного періоду та 4.29 для напівнескінченної періодичної системи силіко нітріду з прошарками кобальту від частоти при товщини шару НМ  $\delta = 100$  нм та товщини шару М  $\delta = 10$  нм мал.4.7.

Бачимо, що залежність майже не відрізняється. Тому спробує-



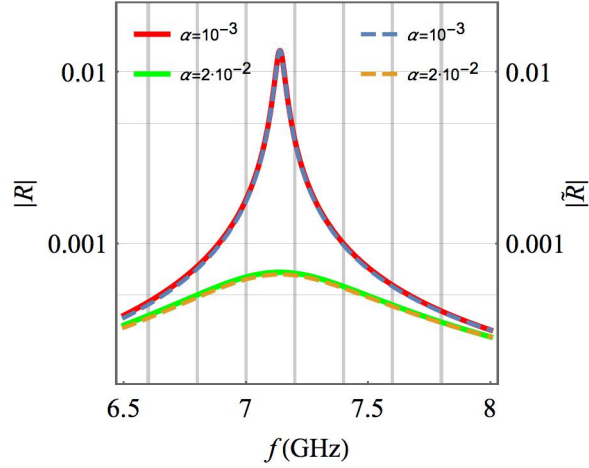


Рис. 4.7: Залежність модуля  $R$  від частоти одного періоду (суцільна) та напівнескінченної періодичної структура (пунктирна) для товщини шару НМ  $\delta_{12} = 100$  нм та товщини шару М  $\delta = 10$  нм.

мо побудувати такі ж залежності, але в частотному проміжку біля забороненої зони періодичної системи. На мал.4.8 відображено коефіцієнт відбиття напівнескінченного масиву, як функція частоти для різних значень магнітного поля зміщення при товщині немагнітного шару  $\delta_{12} = 500$  нм і магнітного включення  $\delta = 30$  нм, параметр демпфування Гілберта  $\alpha = 10^{-2}$ .

Побудуємо на початку залежність коефіцієнта відбиття для одного періоду (помаранчева крива), залежність має слабке проявлення резонансу Фано в районі частоти ФМР. Також побудуємо залежність коефіцієнта відбиття від частоти для періодичного масиву, не враховуючи магнітопружну взаємодію (червона крива). Бачимо, що в області забороненої зони хвиля повністю відбивається і коефіцієнт відбиття дорівнює одиниці. Визначимо додатково три режимами, осно-

вані на положенні частоти Кітеля або частоти ФМР відносно проміжків фононних заборонених зон для залежності періодичного масиву, враховуючи взаємодію з магнітними прошарками.

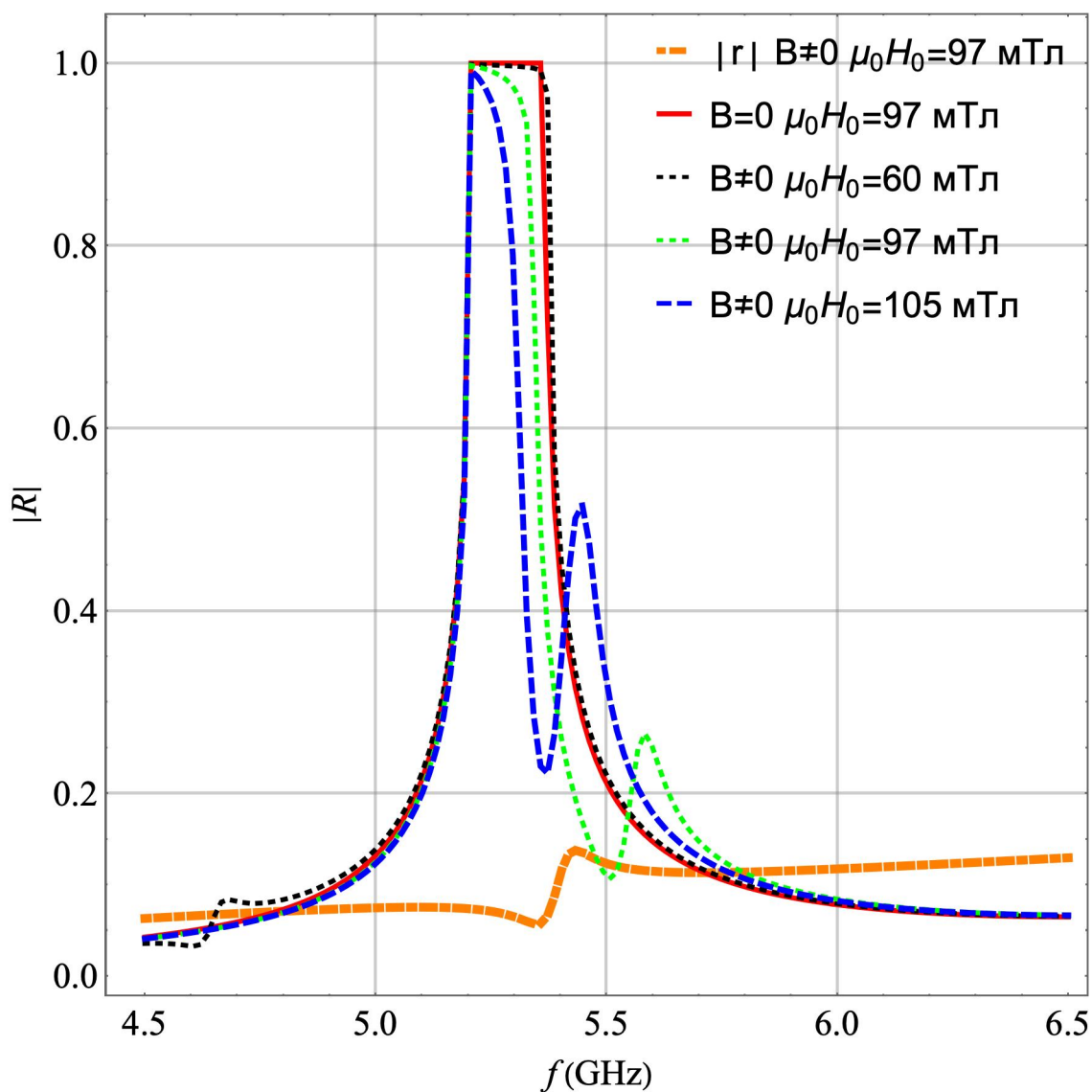


Рис. 4.8: Залежність коефіцієнта відбиття від частоти при товщині немагнітного шару  $\delta_{12} = 500$  нм і магнітного включення  $\delta = 30$  нм, параметр демпфування Гілберта  $\alpha = 10^{-2}$ .

Режим перший виникає, коли частота ФМР настраюється всередині зони пропускання (пунктирна чорна крива), вдалині від меж забороненої зони, для нашого графіку  $f_{\text{ФМР}} = \gamma\mu_0\sqrt{H_0(H_0 + M_0)} \approx 4.35$  ГГц при  $\mu_0 H_0 = 60$  мТл. Пік цього  $R$  нижчий, ніж у  $r$  (помаранчева крива) для  $\mu_0 H_0 = 97$  мТл. Цей випадок співпадають з отриманою ситуацією на графіку 4.7. Це зменшення викликане руйнівною інтерференцією акустичних хвиль, відбитих назад від різних резонаторів.

Режим другий виникає, коли частота Кіттеля,  $f_{\text{ФМР}} \approx 5.84$ , потрапляє в діапазон забороненої зони (пунктирна синя крива), та третій режим де частота ФМР наближається до смуги пропускання (пунктирна зелена крива). Тут резонансне розсіювання стає дуже чутливим до налаштованої частоти ФМР біля краю забороненої зони. У зоні пропускання, що знаходяться в безпосередній близькості до забороненого діапазону, де виконується умова Бреґґа, розсіювання посилюється конструктивною інтерференцією хвиль, відбитих назад від різних резонаторів. У проміжках забороненої зони відбивна здатність знижується від накладання ефекту магнітопружної взаємодії, що добре видно на синій кривій. Це може трактуватися як магнітно-індукована прозорість.

Це зниження коефіцієнта відбиття не є симетричним, оскільки зовнішнє магнітне поле зміщує резонансну частоту Кіттеля через проміжок забороненої зони. Поведінка у верхньому та нижньому краї зазору різко відрізняється: зменшення відбивної здатності сильніше, коли частота ФМР  $f_{\text{ФМР}} \approx 6.15$  ГГц наближається до верхнього краю зазору. Це можна віднести до ефекту Бормана або аномального пропускаючого ефекту при якому різко збільшується поглинання. У чистому фононному кристалі ( $B = 0$ ) модами на краях смуги є дві стоячі хвилі, фаза зміщена на 90 градусів.

Підкреслимо, що магнітоеластичні ефекти, показані на фіг.4.8, залишаються вагомими навіть для реалістичного значення демпфування  $\alpha = 10^{-2}$ . Це суттєве покращення порівняно з одним резонатором, коли це значення демпфування повністю зменшувало силу резонансу.

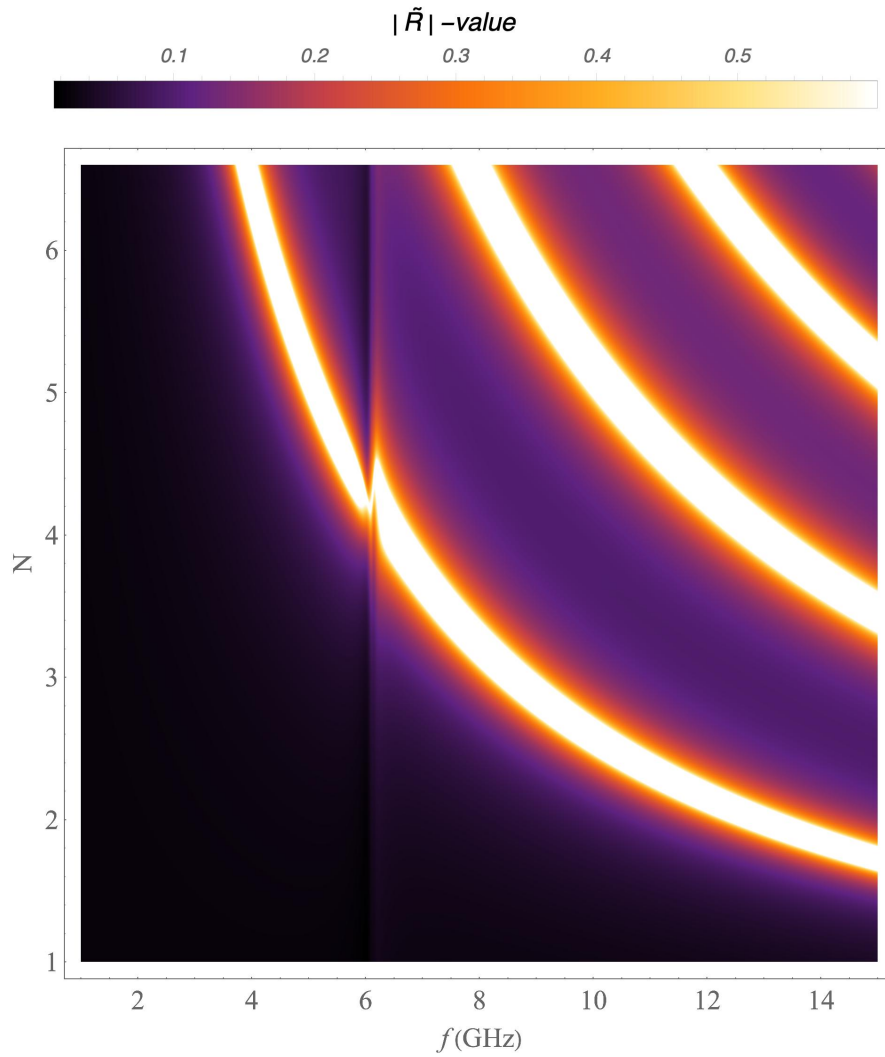


Рис. 4.9: Карта залежності коефіцієнта відбиття від частоти і кількості періоду при  $\alpha = 10^{-2}$ ,  $\mu_0 H_0 = 97$  мТл.

Для більш детального аналізу побудуємо карту щільності коефіцієнта відбиття від частоти і кількості періоду при  $\alpha = 10^{-2}$ ,  $\mu_0 H_0 = 97$  мТл мал.4.9.

На карті бачимо три заборонені зони та яскраву смугу, яка додає антисиметричності розподілу коефіцієнту відбиття при перетині першої зони зі смугою. Ця смуга відповідає феромагнітному резонансі, а її перетин з забороненою зоною відображає резонанс Фано та ефект Бормана, який проаналізували на попередньому графіку. При обраному зовнішньому магнітному полі проаналізувати всі ефекти можливо тільки, якщо період буде дорівнювати від 4 до 5. Такий графік слугує зручним методом визначення цікавих ситуацій для детального дослідження. Підбирання навмання частотний діапазон і товщину періоду може не дати цікавих результатів.

## Висновки до розділу 4

1. Теоретично досліджено клас магніто-акустичних пристроїв, у яких сигнал передається акустичними хвилями, тоді як зовнішнє магнітне поле керує його поширенням через магнітопружні взаємодії в тонких ізольованих магнітних включеннях. Визначено, що змінюючи прикладене магнітне поле, можна змінити частоту, при якій падаючі акустичні хвилі гібридизуються з магнітними режимами включень.
2. Показано, що частотна залежність коефіцієнта відбиття хвиль від включень має фаноподібну лінійну форму, яка особливо чутлива до магнітного демпфування.
3. Встановлено, що сила резонансів зменшується повсюдним магні-

тним демпфіруванням в реалістичних матеріалах, але це може бути пом'якшено, використовуючи матеріали, які б складалися із періодично повторюваних магнітних пристроїв.

4. Встановлено, що гібридні метаматеріали, утворені одномірними масивами тонкоплівкових магнітоакустичних резонаторів, вбудованих в немагнітну матрицю, збільшують вплив магнітопружної взаємодії, зменшуючи, таким чином, демпфірування Гілберта до допустимих рівнів.
5. Розглянуті структури регулюються застосованим зовнішнім магнітним полем і демонструють багату і складну резонансну поведінку, таку як ефект асиметрії Бормана.
6. Зроблено припущення, що модель метаматеріалів, які були розглянуті в цьому розділі, виявляться корисними при створенні датчиків, пускачів та радіочастотних модуляторів.

## ВИСНОВКИ

1. На основі теоретичної моделі, що враховує вплив порушення симетрії типу інверсії просторових осей на межі між двома феромагнетиками скінченної товщини на збудження спінових хвиль, отримано додаткову умову до закону дисперсії, що модифікує дискретний спектр дозволених частот. Встановлено, що значення параметра порушення симетрії пропорційне значенню обмінної константи в шарі границі між матеріалами та оберненопропорційне товщині границі між феромагнетиками.
2. З'ясовано, що параметр порушення симетрії інверсії на границі двох феромагнетиків збільшує вплив на значення коефіцієнта проходження чи відбиття спінової хвилі від границі при збільшенні його значення порівняно з відношенням  $\frac{\alpha}{\delta}$ , а на фазовий зсув між фазами спінової хвилі, що пройшла та що падає, практично не впливає при  $d \cdot \delta \ll \alpha$ , і суттєво впливає не тільки на значення, а і на знак фазового зсуву при  $d \cdot \delta > \alpha$ . Таким чином, параметр порушення симетрії є додатковим фактором керування фазовим зсувом. Встановлено, що ефект невзаємності виникає при розповсюдженні спінової хвилі в системі двох однакових феромагнетиків в результаті порушення симетрії інверсії просторової осі на границі між ними. Визначено, що величина параметра порушення симетрії інверсії на межі між двома феромагнітними матеріалами може виступати методом керування кутом нелінійної спінової хвилі в другому матеріалі при збудженні лінійної спінової хвилі в першому.
3. На основі теоретичної моделі збудження об'ємної спінової хви-

лі в феромагнітному матеріалі поверхневою акустичною хвилею Косевича, збудженою в планарному дефектному шарі, визначено умови для виникнення магнітних збуджень максимальної амплітуди.

4. Теоретично досліджено клас магніто-акустичних пристроїв, у яких сигнал передається акустичними хвилями, тоді як магнітне поле керує його поширенням через магнітопружні взаємодії в тонких ізольованих магнітних включеннях. Визначено, що змінюючи прикладене магнітне поле, можна змінити частоту, при якій падаючі акустичні хвилі гібридизуються з магнітними режимами включень. Показано, що частотна залежність коефіцієнта відбиття хвиль від включень має фаноподібну лінійну форму, яка особливо чутлива до магнітного демпфування.
5. Показано, що метаматеріальний підхід, який полягає в розгляді акустичної хвилі в періодичному масиві, утвореному тонкими магнітними шарами в немагнітній матриці, корисний для магнітоакустики. Гібридні метаматеріали, утворені 1D масивами резонаторів, збільшують вплив магнітопружної взаємодії, пом'якшуючи, таким чином, вплив загасання Гілберта до допустимих рівнів. Розглянуті структури регулюються зовнішнім магнітним полем і демонструють багату і складну поведінку, таку як індукована прозорість та асиметрія Бормана.



## ПОДЯКА

Автор висловлює глибоку вдячність своєму керівнику д. ф.-м. н. проф. Горобець Оксані Юріївні, а також д. ф.-м. н. проф. Горобцю Юрію Івановичу за допомогу у проведенні досліджень, постановці задач, інтерпретації й обговоренні результатів, написанні наукових статей та формуванні якостей сильного науковця.

Окремо хотілося б висловити особливу вдячність проф. Кругляку Володимиру і проф. Кравчику Мачею за плідну співпрацю в рамках проекту Magic та за всебічне сприяння розвитку дослідницьких вмінь дисертанта.

Автор також вдячний Грачику Петру, Ткаченко Вірі Сергіївні, Решетняку Сергію Олександровичу, Лачман Оліверу за допомогу у проведенні аналізу досліджень, надання результатів дослідів та допомогу у їх обробці, а також усім працівникам кафедри загальної та експериментальної фізики ФМФ НТУУ «КПІ» ім. Ігоря Сікорського, кафедри загальної фізики та фізики твердого тіла ФМФ НТУУ «КПІ» ім. Ігоря Сікорського та Інституту магнетизму НАН та МОН України за увагу і моральну підтримку.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] G. Csaba, Á. Papp, and W. Porod, *Perspectives of using spin waves for computing and signal processing*, 2017. DOI: 10.1016/j.physleta.2017.02.042.
- [2] S. A. Nikitov, D. V. Kalyabin, I. V. Lisenkov, A. Slavin, Y. N. Barabanenkov, S. A. Osokin, A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, Y. A. Filimonov, Y. V. Khivintsev, S. L. Vysotsky, V. K. Sakharov, and E. S. Pavlov, “Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics”, *Physics-Uspekhi*, 2015, ISSN: 1063-7869. DOI: 10.3367/ufne.0185.201510m.1099.
- [3] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, “Magnonics”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2010, ISSN: 00223727. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264001.
- [4] A. Kamra, H. Keshtgar, P. Yan, and G. E. Bauer, “Coherent elastic excitation of spin waves”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 2015, ISSN: 1550235X. DOI: 10.1103/PhysRevB.91.104409.
- [5] S. C. Lu and J. P. Leburton, “Electronic structures of defects and magnetic impurities in MoS<sub>2</sub> monolayers”, *Nanoscale Research Letters*, 2014, ISSN: 1556276X. DOI: 10.1186/1556-276X-9-676.
- [6] I. Khan and J. Hong, “Manipulation of magnetic state in phosphorene layer by non-magnetic impurity doping”, *New Journal of Physics*, 2015, ISSN: 13672630. DOI: 10.1088/1367-2630/17/2/023056.
- [7] H. Harsono, I. N. Wardana, A. A. Sonief, and Darminto, “Crystallography, impurities and magnetic properties of Mn - Doped ZnO nanoparticles prepared by coprecipitation method”, *Journal of Nano Research*,

- 2015, ISSN: 16619897. DOI: 10.4028/www.scientific.net/JNanoR.35.67.
- [8] V. S. Maryasin and M. E. Zhitomirsky, “Triangular antiferromagnet with nonmagnetic impurities”, *Physical Review Letters*, 2013, ISSN: 00319007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.247201.
  - [9] B. Zimmermann, K. Chadova, D. Ködderitzsch, S. Blügel, H. Ebert, D. V. Fedorov, N. H. Long, P. Mavropoulos, I. Mertig, Y. Mokrousov, and M. Gradhand, “Skew scattering in dilute ferromagnetic alloys”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 2014, ISSN: 1550235X. DOI: 10.1103/PhysRevB.90.220403.
  - [10] E. I. Yakovleva, L. N. Oveshnikov, A. V. Kochura, K. G. Lisunov, E. Lahderanta, and B. A. Aronzon, “Anomalous hall effect in the  $\text{In}_1 - x\text{Mn}_x\text{Sb}$  dilute magnetic semiconductor with  $\text{MnSb}$  inclusions”, *JETP Letters*, 2015, ISSN: 10906487. DOI: 10.1134/S0021364015020149.
  - [11] T. Dietl and H. Ohno, “Dilute ferromagnetic semiconductors: Physics and spintronic structures”, *Reviews of Modern Physics*, 2014, ISSN: 15390756. DOI: 10.1103/RevModPhys.86.187. arXiv: 1307.3429.
  - [12] L. Seixas, A. Carvalho, and A. H. Castro Neto, “Atomically thin dilute magnetism in Co-doped phosphorene”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 2015, ISSN: 1550235X. DOI: 10.1103/PhysRevB.91.155138. arXiv: 1502.07351.
  - [13] A. Manzin, G. Barrera, F. Celegato, M. Coisson, and P. Tiberto, “Influence of lattice defects on the ferromagnetic resonance behavi-

- our of 2D magnonic crystals”, *Scientific Reports*, 2016, ISSN: 20452322. DOI: 10.1038/srep22004.
- [14] X. Xu, C. Xu, J. Dai, J. Hu, F. Li, and S. Zhang, “Size dependence of defect-induced room temperature ferromagnetism in undoped ZnO nanoparticles”, *Journal of Physical Chemistry C*, 2012, ISSN: 19327447. DOI: 10.1021/jp3014749.
  - [15] W. Lee, S. Y. Chen, E. Tseng, A. Gloter, and C. L. Chen, “Study of defect structure in ferromagnetic nanocrystalline CeO<sub>2</sub>: Effect of ionic radius”, *Journal of Physical Chemistry C*, 2016, ISSN: 19327455. DOI: 10.1021/acs.jpcc.6b02817.
  - [16] K. C. Verma and R. K. Kotnala, “Understanding lattice defects to influence ferromagnetic order of ZnO nanoparticles by Ni, Cu, Ce ions”, *Journal of Solid State Chemistry*, 2017, ISSN: 1095726X. DOI: 10.1016/j.jssc.2016.11.018.
  - [17] S. V. Grigoriev, D. Chernyshov, V. A. Dyadkin, V. Dmitriev, S. V. Maleyev, E. V. Moskvina, D. Menzel, J. Schoenes, and H. Eckerlebe, “Crystal handedness and Spin helix chirality in Fe<sub>1-x</sub>CoxSi”, *Physical Review Letters*, 2009, ISSN: 00319007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.037204.
  - [18] Y. Nishihara, S. Waki, and S. Ogawa, “Mössbauer study of Mn<sub>1-x</sub>FexSi in external magnetic fields”, *Physical Review B*, 1984, ISSN: 01631829. DOI: 10.1103/PhysRevB.30.32.
  - [19] P. Bak and M. H. Jensen, “Theory of helical magnetic structures and phase transitions in MnSi and FeGe”, *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 1980, ISSN: 00223719. DOI: 10.1088/0022-3719/13/31/002.

- [20] T. Yokouchi, N. Kanazawa, A. Kikkawa, D. Morikawa, K. Shibata, T. Arima, Y. Taguchi, F. Kagawa, and Y. Tokura, “Electrical magnetochiral effect induced by chiral spin fluctuations”, *Nature Communications*, 2017, ISSN: 20411723. DOI: 10.1038/s41467-017-01094-2. arXiv: 1703.04897.
- [21] S. V. Grigoriev, Y. O. Chetverikov, D. Lott, and A. Schreyer, “Field induced chirality in the helix structure of dy/y multilayer films and experimental evidence for dzyaloshinskii-moriya interaction on the interfaces”, *Physical Review Letters*, 2008, ISSN: 00319007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.197203.
- [22] J. T. Haraldsen and R. S. Fishman, “Control of chirality normal to the interface of hexagonal magnetic and nonmagnetic layers”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 2010, ISSN: 10980121. DOI: 10.1103/PhysRevB.81.020404.
- [23] I. Dzyaloshinsky, “A thermodynamic theory of "weak"ferromagnetism of antiferromagnetics”, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 1958, ISSN: 00223697. DOI: 10.1016/0022-3697(58)90076-3.
- [24] T. Brückel, V. P. Plakhty, S. V. Gavrilov, W. Schweika, J. Kulda, L. P. Regnault, and D. Visser, “Chiral criticality in helimagnet Ho studied by polarized neutron scattering”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 2001, ISSN: 1550235X. DOI: 10.1103/PhysRevB.64.100402.
- [25] K. Siratori, E. Kita, J. Akimitsu, and M. Nishi, “A Method of Controlling the Sense of the Screw Spin Structure”, *Journal of the Physical Society of Japan*, 1980, ISSN: 13474073. DOI: 10.1143/JPSJ.48.1111.

- [26] K. M. Hals and A. Brataas, “Spin-transfer torques in helimagnets”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 2013, ISSN: 10980121. DOI: 10.1103/PhysRevB.87.174409.
- [27] V. I. Korneev, N. E. Kulagin, A. F. Popkov, and K. S. Sukmanova, “Landau-Lifshitz equations and spin dynamics in a heterostructure with a broken inversion symmetry, under spin-orbit torque transfer of the spin moment”, *Low Temperature Physics*, 2015, ISSN: 1063777X. DOI: 10.1063/1.4931647.
- [28] В.Е. Демидов, Б.А. Калиникос, “Особенности спектра дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн в несимметричных структурах металл–диэлектрик–ферромагнетик–диэлектрик–металл”, *Журнал технической физики*, vol. 71, no. 2, 2001.
- [29] V. V. Kruglyak, O. Y. Gorobets, Y. I. Gorobets, and A. N. Kuchko, “Magnetization boundary conditions at a ferromagnetic interface of finite thickness”, *Journal of Physics Condensed Matter*, 2014, ISSN: 1361648X. DOI: 10.1088/0953-8984/26/40/406001.
- [30] T. Moriya, “Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism”, *Physical Review*, vol. 120, no. 1, pp. 91–98, 1960, ISSN: 0031899X. DOI: 10.1103/PhysRev.120.91.
- [31] I. Dzyaloshinsky, “A thermodynamic theory of "weak" ferromagnetism of antiferromagnetics”, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 1958, ISSN: 00223697. DOI: 10.1016/0022-3697(58)90076-3.
- [32] А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*. 1969. DOI: 10.3367/ufnr.0097.196903h.0551.

- [33] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Course of theoretical physics vol 8-Electrodynamics of continous media chapter II*. 1960, ISBN: 0750626348. DOI: 10.1119/1.1937882.
- [34] Y. I. Gorobets, O. Y. Gorobets, and T. A. Khomenko, “Formation of nonlinear magnetization oscillations by spin waves transmission through the boundary of two uniaxial ferromagnets”, *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, 2010, ISSN: 10075704. DOI: 10.1016/j.cnsns.2010.01.045.
- [35] C. Carstensen and D. Praetorius, “Effective simulation of a macroscopic model for stationary micromagnetics”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2005, ISSN: 00457825. DOI: 10.1016/j.cma.2004.05.019.
- [36] P. G. Gowtham, T. Moriyama, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, “Traveling surface spin-wave resonance spectroscopy using surface acoustic waves”, *Journal of Applied Physics*, 2015, ISSN: 10897550. DOI: 10.1063/1.4938390.
- [37] P. Graczyk, J. Kłos, and M. Krawczyk, “Broadband magnetoelastic coupling in magnonic-phononic crystals for high-frequency nanoscale spin-wave generation”, *Physical Review B*, vol. 95, no. 10, 2017, ISSN: 24699969. DOI: 10.1103/PhysRevB.95.104425. arXiv: 1903.08024.
- [38] J. Janušonis, C. L. Chang, P. H. Van Loosdrecht, and R. I. Tobey, “Frequency tunable surface magneto elastic waves”, *Applied Physics Letters*, 2015, ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.4919882.
- [39] E. Thingstad, A. Kamra, A. Brataas, and A. Sudbø, “Chiral Phonon Transport Induced by Topological Magnons”, *Physical Review Letters*,

- 2019, ISSN: 10797114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.107201. arXiv: 1808.05493.
- [40] S. Streib, H. Keshtgar, and G. E. Bauer, “Damping of Magnetization Dynamics by Phonon Pumping”, *Physical Review Letters*, 2018, ISSN: 10797114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.027202. arXiv: 1804.07080.
  - [41] R. B. Holländer, C. Müller, J. Schmalz, M. Gerken, and J. McCord, “Magnetic domain walls as broadband spin wave and elastic magnetisation wave emitters”, *Scientific Reports*, 2018, ISSN: 20452322. DOI: 10.1038/s41598-018-31689-8. arXiv: 1806.02646.
  - [42] J. H. Collins, “A Short History of Microwave Acoustics”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1984, ISSN: 15579670. DOI: 10.1109/TMTT.1984.1132824.
  - [43] H. Ulrichs, D. Meyer, F. Döring, C. Eberl, and H. U. Krebs, “Spectral control of elastic dynamics in metallic nano-cavities”, *Scientific Reports*, 2017, ISSN: 20452322. DOI: 10.1038/s41598-017-11099-y.
  - [44] X. Li, D. Labanowski, S. Salahuddin, and C. S. Lynch, “Spin wave generation by surface acoustic waves”, *Journal of Applied Physics*, 2017, ISSN: 10897550. DOI: 10.1063/1.4996102.
  - [45] C. Kittel, “Interaction of Spin Waves and Ultrasonic Waves in Ferromagnetic Crystals”, *Physical Review*, 1958, ISSN: 0031899X. DOI: 10.1103/PhysRev.110.836.
  - [46] P. Chowdhury, P. Dhagat, and A. Jander, “Parametric amplification of spin waves using acoustic waves”, *IEEE Transactions*



- on Magnetism*, 2015, ISSN: 00189464. DOI: 10.1109/TMAG.2015.2445791.
- [47] H. Keshtgar, M. Zareyan, and G. E. Bauer, “Acoustic parametric pumping of spin waves”, *Solid State Communications*, 2014, ISSN: 00381098. DOI: 10.1016/j.ssc.2013.12.026. arXiv: 1312.6499.
  - [48] C. Kong, B. Wang, Z.-X. Liu, H. Xiong, and Y. Wu, “Magnetically controllable slow light based on magnetostrictive forces”, *Optics Express*, 2019, ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/oe.27.005544.
  - [49] X. Zhang, C. L. Zou, L. Jiang, and H. X. Tang, “Cavity magnomechanics”, *Science Advances*, 2016, ISSN: 23752548. DOI: 10.1126/sciadv.1501286. arXiv: 1511.03680.
  - [50] A. N. Litvinenko, A. V. Sadovnikov, V. V. Tikhonov, and S. A. Nikitov, “Brillouin Light Scattering Spectroscopy of Magneto-Acoustic Resonances In a Thin-Film Garnet Resonator”, *IEEE Magnetism Letters*, 2015, ISSN: 1949307X. DOI: 10.1109/LMAG.2015.2494008.
  - [51] S. Wang and T. L. Hsu, “Observation of spin-wave spectrum in an instability and mode-locking experiment”, *Applied Physics Letters*, 1970, ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.1653095.
  - [52] S. Nikitov, Y. Filimonov, S. Vysotsky, Y. Khivintsev, and E. Pavlov, “Yttrium iron garnet based phononic-magnonic crystal”, in *IEEE International Ultrasonics Symposium, IUS*, 2012, ISBN: 9781467345613. DOI: 10.1109/ULTSYM.2012.0309.
  - [53] R. G. Kryshnal and A. V. Medved, “Nonlinear spin waves in dynamic magnonic crystals created by surface acoustic waves in yttrium

- iron garnet films”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2017, ISSN: 13616463. DOI: 10.1088/1361-6463/aa93ba.
- [54] R. G. Kryshnal and A. V. Medved, “Influence of magnetic anisotropy on dynamic magnonic crystals created by surface acoustic waves in yttrium iron garnet films”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2017, ISSN: 03048853. DOI: 10.1016/j.jmmm.2016.10.148.
- [55] A. V. Chumak, P. Dhagat, A. Jander, A. A. Serga, and B. Hillebrands, “Reverse Doppler effect of magnons with negative group velocity scattered from a moving Bragg grating”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 2010, ISSN: 10980121. DOI: 10.1103/PhysRevB.81.140404.
- [56] R. Takahashi and N. Nagaosa, “Berry curvature in magnon-phonon hybrid systems”, *Physical Review Letters*, 2016, ISSN: 10797114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.217205. arXiv: 1611.08993.
- [57] N. I. Polzikova, S. G. Alekseev, V. A. Luzanov, and A. O. Raevskiy, “Electroacoustic Excitation of Spin Waves and Their Detection due to the Inverse Spin Hall Effect”, *Physics of the Solid State*, 2018, ISSN: 10637834. DOI: 10.1134/S1063783418110252.
- [58] K. Uchida, H. Adachi, T. An, T. Ota, M. Toda, B. Hillebrands, S. Maekawa, and E. Saitoh, “Long-range spin Seebeck effect and acoustic spin pumping”, *Nature Materials*, 2011, ISSN: 14764660. DOI: 10.1038/nmat3099.
- [59] Y. Hashimoto, D. Bossini, T. H. Johansen, E. Saitoh, A. Kirilyuk, and T. Rasing, “Frequency and wavenumber selective excitation of spin waves through coherent energy transfer from elastic

- waves”, *Physical Review B*, 2018, ISSN: 24699969. DOI: 10.1103/PhysRevB.97.140404. arXiv: 1710.08087.
- [60] S. Mondal, M. A. Abeed, K. Dutta, A. De, S. Sahoo, A. Barman, and S. Bandyopadhyay, “Hybrid Magnetodynamical Modes in a Single Magnetostrictive Nanomagnet on a Piezoelectric Substrate Arising from Magnetoelastic Modulation of Precessional Dynamics”, *ACS Applied Materials and Interfaces*, 2018, ISSN: 19448252. DOI: 10.1021/acsami.8b19243.
  - [61] M. Deb, E. Popova, M. Hehn, N. Keller, S. Mangin, and G. Malinowski, “Picosecond acoustic-excitation-driven ultrafast magnetization dynamics in dielectric Bi-substituted yttrium iron garnet”, *Physical Review B*, 2018, ISSN: 24699969. DOI: 10.1103/PhysRevB.98.174407.
  - [62] H. F. Yang, F. Garcia-Sanchez, X. K. Hu, S. Sievers, T. Böhnert, J. D. Costa, M. Tarequzzaman, R. Ferreira, M. Bieler, and H. W. Schumacher, “Excitation and coherent control of magnetization dynamics in magnetic tunnel junctions using acoustic pulses”, *Applied Physics Letters*, 2018, ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.5037780.
  - [63] C. Berk, Y. Yahagi, S. Dhuey, S. Cabrini, and H. Schmidt, “Controlling the influence of elastic eigenmodes on nanomagnet dynamics through pattern geometry”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2017, ISSN: 03048853. DOI: 10.1016/j.jmmm.2016.11.057.
  - [64] V. N. Kats, T. L. Linnik, A. S. Salasyuk, A. W. Rushforth, M. Wang, P. Wadley, A. V. Akimov, S. A. Cavill, V. Holy, A. M. Kalashnikova, and A. V. Scherbakov, “Ultrafast changes of magnetic

- anisotropy driven by laser-generated coherent and noncoherent phonons in metallic films”, *Physical Review B*, 2016, ISSN: 24699969. DOI: 10.1103/PhysRevB.93.214422.
- [65] Y. Yahagi, B. Harteneck, S. Cabrini, and H. Schmidt, “Controlling nanomagnet magnetization dynamics via magnetoelastic coupling”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 2014, ISSN: 1550235X. DOI: 10.1103/PhysRevB.90.140405.
- [66] L. Dreher, M. Weiler, M. Pernpeintner, H. Huebl, R. Gross, M. S. Brandt, and S. T. Goennenwein, “Surface acoustic wave driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: Theory and experiment”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 2012, ISSN: 10980121. DOI: 10.1103/PhysRevB.86.134415. arXiv: 1208.0001.
- [67] S. Brûlé, E. H. Javelaud, S. Enoch, and S. Guenneau, “Experiments on seismic metamaterials: Molding surface waves”, *Physical Review Letters*, 2013, ISSN: 10797114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.133901.
- [68] A. Sagasti, J. Gutierrez, M. San Sebastian, and J. M. Barandiaran, “Magnetoelastic Resonators for Highly Specific Chemical and Biological Detection: A Critical Study”, *IEEE Transactions on Magnetics*, 2017, ISSN: 00189464. DOI: 10.1109/TMAG.2016.2622359.
- [69] J. T. Luo, A. J. Quan, G. X. Liang, Z. H. Zheng, S. Ramadan, C. Fu, H. L. Li, and Y. Q. Fu, “Love-mode surface acoustic wave devices based on multilayers of TeO<sub>2</sub>/ZnO(112 0)/Si(1 0 0) with high sensitivity and temperature stability”, *Ultrasonics*, vol. 75,

- pp. 63–70, 2017, ISSN: 0041624X. DOI: 10.1016/j.ultras.2016.11.017.
- [70] M. Maldovan, *Sound and heat revolutions in phononics*, 2013. DOI: 10.1038/nature12608.
  - [71] A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, D. V. Romanenko, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, “Directional multimode coupler for planar magnonics: Side-coupled magnetic stripes”, *Applied Physics Letters*, 2015, ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.4936207.
  - [72] A. V. Sadovnikov, S. A. Odintsov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, “Spin-Wave Switching in the Side-Coupled Magnonic Stripes”, *IEEE Transactions on Magnetics*, 2017, ISSN: 00189464. DOI: 10.1109/TMAG.2017.2709540.
  - [73] A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, “Voltage-Controlled Spin-Wave Coupling in Adjacent Ferromagnetic-Ferroelectric Heterostructures”, *Physical Review Applied*, 2017, ISSN: 23317019. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.7.014013.
  - [74] G. W. Farnell and E. L. Adler, “Elastic Wave Propagation in Thin Layers”, in *Physical Acoustics*, 1972. DOI: 10.1016/B978-0-12-395670-5.50007-6.
  - [75] A. M. Kosevich and A. V. Tutov, “Localized and pseudolocalized stationary elastic waves at a plane defect in a crystal”, *Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics*, 1996, ISSN: 03759601. DOI: 10.1016/0375-9601(96)00098-9.

- [76] Y. Liang, C. Zhao, H. Yuan, Y. Chen, W. Zhang, J. Huang, D. Yu, Y. Liu, M. Titirici, Y. Chueh, H. Yu, and Q. Zhang, “A review of rechargeable batteries for portable electronic devices”, *InfoMat*, 2019, ISSN: 2567-3165. DOI: 10.1002/inf2.12000.
- [77] G. P. Perrucci, F. H. Fitzek, and J. Widmer, “Survey on energy consumption entities on the smartphone platform”, in *IEEE Vehicular Technology Conference*, 2011, ISBN: 9781424483310. DOI: 10.1109/VETECS.2011.5956528.
- [78] A. G. Gurevich, A. V. Nazarov, O. A. Chivileva, and V. V. Petrov, “Parametric excitation of spin waves in strongly anisotropic uniaxial ferrites”, *Physics of the Solid State*, 1999, ISSN: 10637834. DOI: 10.1134/1.1131013.
- [79] S. Azzawi, A. T. Hindmarch, and D. Atkinson, *Magnetic damping phenomena in ferromagnetic thin-films and multilayers*, 2017. DOI: 10.1088/1361-6463/aa8dad.
- [80] V. N. Krivoruchko, *Spin waves damping in nanometre-scale magnetic materials (Review Article)*, 2015. DOI: 10.1063/1.4930970.
- [81] E. Callen and H. B. Callen, “Magnetostriction, forced magnetostriction, and anomalous thermal expansion in ferromagnets”, *Physical Review*, 1965, ISSN: 0031899X. DOI: 10.1103/PhysRev.139.A455.
- [82] H. Bömmel and K. Dransfeld, “Excitation of hypersonic waves by ferromagnetic resonance”, *Physical Review Letters*, 1959, ISSN: 00319007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.3.83.

- [83] N. Li, J. Ren, L. Wang, G. Zhang, P. Hänggi, and B. Li, “Colloquium: Phononics: Manipulating heat flow with electronic analogs and beyond”, *Reviews of Modern Physics*, 2012, ISSN: 00346861. DOI: 10.1103/RevModPhys.84.1045.
- [84] R. W. Damon and J. R. Eshbach, “Magnetostatic modes of a ferromagnet slab”, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 1961, ISSN: 00223697. DOI: 10.1016/0022-3697(61)90041-5.
- [85] P. Grünberg, “Magnetostatic spinwave modes of a ferromagnetic double layer”, *Journal of Applied Physics*, 1980, ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.328292.
- [86] P. Grünberg, “Magnetostatic spin-wave modes of a heterogeneous ferromagnetic double layer”, *Journal of Applied Physics*, 1981, ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.328636.
- [87] P. X. Zhang and W. Zinn, “Spin-wave modes in antiparallel magnetized ferromagnetic double layers”, *Physical Review B*, 1987, ISSN: 01631829. DOI: 10.1103/PhysRevB.35.5219.
- [88] F. Saurenbach, J. Barnaś, G. Binasch, M. Vohl, P. Grünberg, and W. Zinn, “Spin waves and magnetoresistance in exchange coupled layered magnetic structures”, *Thin Solid Films*, 1989, ISSN: 00406090. DOI: 10.1016/0040-6090(89)90846-8.
- [89] B. Hillebrands, “Spin-wave calculations for multilayered structures”, *Physical Review B*, 1990, ISSN: 01631829. DOI: 10.1103/PhysRevB.41.530.
- [90] K. Vayhinger and H. Kronmüller, “Spin wave theory of exchange coupled ferromagnetic multilayers”, *Journal of Magnetism and Magnetic*

- Materials*, 1988, ISSN: 03048853. DOI: 10.1016/0304-8853(88)90227-2.
- [91] D. Mercier, J. C. Levy, M. L. Watson, J. S. Whiting, and A. Chambers, “Spin-wave modes in layered magnetic sandwich structures”, *Physical Review B*, 1991, ISSN: 01631829. DOI: 10.1103/PhysRevB.43.3311.
  - [92] M. Vohl, J. Barnaa, and P. Grnberg, “Effect of interlayer exchange coupling on spin-wave spectra in magnetic double layers: Theory and experiment”, *Physical Review B*, 1989, ISSN: 01631829. DOI: 10.1103/PhysRevB.39.12003.
  - [93] M. Mruczkiewicz, P. Graczyk, P. Lupo, A. Adeyeye, G. Gubbiotti, and M. Krawczyk, “Spin-wave nonreciprocity and magnonic band structure in a thin permalloy film induced by dynamical coupling with an array of Ni stripes”, *Physical Review B*, 2017, ISSN: 24699969. DOI: 10.1103/PhysRevB.96.104411.
  - [94] I. Lisenkov, D. Kalyabin, S. Osokin, J. W. Klos, M. Krawczyk, and S. Nikitov, “Nonreciprocity of edge modes in 1D magnonic crystal”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2015, ISSN: 03048853. DOI: 10.1016/j.jmmm.2014.10.073.
  - [95] R. Urban, G. Woltersdorf, and B. Heinrich, “Gilbert damping in single and multilayer ultrathin films: Role of interfaces in nonlocal spin dynamics”, *Physical Review Letters*, 2001, ISSN: 10797114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.217204.
  - [96] K. Nishimura, “Nonreciprocity of electromagnetic wave propagation characteristics in a grounded ferrite slab waveguide with a metallic strip grating”, in *European Microwave Week 2009, EuMW*



- 2009: Science, Progress and Quality at Radiofrequencies, Conference Proceedings - 39th European Microwave Conference, EuMC 2009*, 2009, ISBN: 9782874870118. DOI: 10.1109/EUMC.2009.5296410.
- [97] T. Dumelow, R. Camley, K. Abraha, and D. Tilley, “Nonreciprocal phase behavior in reflection of electromagnetic waves from magnetic materials”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 1998, ISSN: 1550235X. DOI: 10.1103/PhysRevB.58.897.
  - [98] G. A. Vardanyan and A. A. Gevorgyan, “Wave nonreciprocity in inhomogeneous gyrotropic media and multilayer systems: II. Multilayer systems”, *Optics and Spectroscopy (English translation of Optika i Spektroskopiya)*, 2005, ISSN: 0030400X. DOI: 10.1134/1.2149425.
  - [99] C. Brosseau, S. Mallégo, P. Quéffelec, and J. B. Youssef, “Nonreciprocal electromagnetic properties of nanocomposites at microwave frequencies”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 2004, ISSN: 01631829. DOI: 10.1103/PhysRevB.70.092401.
  - [100] J. Bunyan, K. J. Moore, A. Mojahed, M. D. Fronk, M. Leamy, S. Tawfick, and A. F. Vakakis, “Acoustic nonreciprocity in a lattice incorporating nonlinearity, asymmetry, and internal scale hierarchy: Experimental study”, *Physical Review E*, 2018, ISSN: 24700053. DOI: 10.1103/PhysRevE.97.052211.
  - [101] R. Sasaki, Y. Nii, Y. Iguchi, and Y. Onose, “Nonreciprocal propagation of surface acoustic wave in Ni/LiNbO<sub>3</sub>”, *Physical Review B*,

- 2017, ISSN: 24699969. DOI: 10.1103/PhysRevB.95.020407. arXiv: 1605.04058.
- [102] Z. Zhang, I. Koroleva, L. I. Manevitch, L. A. Bergman, and A. F. Vakakis, “Nonreciprocal acoustics and dynamics in the in-plane oscillations of a geometrically nonlinear lattice”, *Physical Review E*, 2016, ISSN: 24700053. DOI: 10.1103/PhysRevE.94.032214.
  - [103] K. X. Wang, “Time-reversal symmetry in temporal coupled-mode theory and nonreciprocal device applications”, *Optics Letters*, vol. 43, no. 22, p. 5623, 2018, ISSN: 0146-9592. DOI: 10.1364/ol.43.005623.
  - [104] E. Walker, A. Neogi, A. Bozhko, Y. Zubov, J. Arriaga, H. Heo, J. Ju, and A. A. Krokhin, “Nonreciprocal Linear Transmission of Sound in a Viscous Environment with Broken P Symmetry”, *Physical Review Letters*, vol. 120, no. 20, 2018, ISSN: 10797114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.204501.
  - [105] B. K. Kuanr, V. Veerakumar, R. Marson, S. R. Mishra, R. E. Camley, and Z. Celinski, “Nonreciprocal microwave devices based on magnetic nanowires”, *Applied Physics Letters*, 2009, ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.3124657.
  - [106] H. Lira, Z. Yu, S. Fan, and M. Lipson, “Electrically driven nonreciprocity induced by interband photonic transition on a silicon chip”, *Physical Review Letters*, 2012, ISSN: 00319007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.033901.
  - [107] S. J. Yoo, “Silicon photonics: A chip-scale one-way valve for light”, *Nature Photonics*, 2009, ISSN: 17494885. DOI: 10.1038/nphoton.2008.279.

- [108] Z. Yu and S. Fan, “Complete optical isolation created by indirect interband photonic transitions”, *Nature Photonics*, 2009, ISSN: 17494885. DOI: 10.1038/nphoton.2008.273.
- [109] M. Kostylev, “Non-reciprocity of dipole-exchange spin waves in thin ferromagnetic films”, *Journal of Applied Physics*, 2013, ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.4789962.
- [110] T. An, V. I. Vasyuchka, K. Uchida, A. V. Chumak, K. Yamaguchi, K. Harii, J. Ohe, M. B. Jungfleisch, Y. Kajiwara, H. Adachi, B. Hillebrands, S. Maekawa, and E. Saitoh, “Unidirectional spin-wave heat conveyer”, *Nature Materials*, 2013, ISSN: 14761122. DOI: 10.1038/nmat3628.
- [111] P. Khalili Amiri, B. Rejaei, M. Vroubel, and Y. Zhuang, “Nonreciprocal spin wave spectroscopy of thin Ni-Fe stripes”, *Applied Physics Letters*, 2007, ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.2766842.
- [112] K. Sekiguchi, K. Yamada, S. M. Seo, K. J. Lee, D. Chiba, K. Kobayashi, and T. Ono, “Nonreciprocal emission of spin-wave packet in FeNi film”, *Applied Physics Letters*, 2010, ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.3464569.
- [113] B. Liang, B. Yuan, and J. C. Cheng, “Acoustic diode: Rectification of acoustic energy flux in one-dimensional systems”, *Physical Review Letters*, 2009, ISSN: 00319007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.104301.
- [114] B. Liang, X. S. Guo, J. Tu, D. Zhang, and J. C. Cheng, “An acoustic rectifier”, *Nature Materials*, 2010, ISSN: 14764660. DOI: 10.1038/nmat2881.

- [115] R. Verba, V. Tiberkevich, and A. Slavin, “Wide-band nonreciprocity of surface acoustic waves induced by magnetoelastic coupling with a synthetic antiferromagnet”, *Physical Review Applied*, vol. 12, no. 5, 2019, ISSN: 23317019. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.12.054061.
- [116] R. G. Kryshchal and A. V. Medved, “Nonreciprocity of spin waves in magnonic crystals created by surface acoustic waves in structures with yttrium iron garnet”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2015, ISSN: 03048853. DOI: 10.1016/j.jmmm.2015.07.086.
- [117] A. M. Kosevich, B. A. Ivanov, and A. S. Kovalev, *Magnetic Solitons*, 1990. DOI: 10.1016/0370-1573(90)90130-T.
- [118] M. Zelent, M. Mailyan, V. Vashistha, P. Gruszecki, O. Y. Gorobets, Y. I. Gorobets, and M. Krawczyk, “Spin wave collimation using a flat metasurface”, *Nanoscale*, vol. 11, no. 19, 2019, ISSN: 20403372. DOI: 10.1039/c8nr10484k.
- [119] L. G. Puckett, J. K. Lewis, A. Urbas, X. Cui, D. Gao, and L. G. Bachas, “Magnetoelastic transducers for monitoring coagulation, clot inhibition, and fibrinolysis”, *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 20, no. 9, pp. 1737–1743, 2005, ISSN: 09565663. DOI: 10.1016/j.bios.2004.06.051.
- [120] C. A. Grimes, K. G. Ong, K. Loiselle, P. G. Stoyanov, D. Kouzoudis, Y. Liu, C. Tong, and F. Tefiku, “Magnetoelastic sensors for remote query environmental monitoring”, *Smart Materials and Structures*, vol. 8, no. 5, pp. 639–646, 1999, ISSN: 09641726. DOI: 10.1088/0964-1726/8/5/314.

- [121] E. K. Kirchner, F. A. Olson, and G. E. Bennett, “Magnetoelastic two-port devices: Nondispersive variable delay line”, *Journal of Applied Physics*, 1968, ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.2163495.
- [122] A. J. Giarola, D. R. Jackson, R. W. Orth, and W. P. Robbins, “A Frequency-Selective Limiter Using Magnetoelastic Instability”, *Proceedings of the IEEE*, 1967, ISSN: 15582256. DOI: 10.1109/PROC.1967.5615.
- [123] O. S. Latcham, Y. I. Gusieva, A. V. Shytov, O. Y. Gorobets, and V. V. Kruglyak, “Controlling acoustic waves using magneto-elastic Fano resonances”, *Applied Physics Letters*, 2019, ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.5115387. arXiv: 1906.07297.
- [124] V. K. Ignatovich, “The remarkable capabilities of recursive relations”, *American Journal of Physics*, 1989, ISSN: 0002-9505. DOI: 10.1119/1.15838.

## ДОДАТОК А

### Список публікацій здобувача за темою дисертації та відомості про апробацію результатів дисертації

Зміст і результати дисертації опубліковано в 18 наукових працях (3 статті у наукових періодичних виданнях інших держав і 1 стаття в збірнику матеріалів міжнародної конференції (4 статті включені до наукових метричних баз даних Scopus і Web of Science); 13 тез доповідей на міжнародних наукових конференціях)

1. O. S. Latcham, Y. I. Gusieva, A. V. Shytov, O. Y. Gorobets, and V. V. Kruglyak, "Controlling acoustic waves using magneto-elastic Fano resonances," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 115, no. 8, 2019, doi: 10.1063/1.5115387.
2. Y. Gusieva, P. Graczyk, O. Gorobets, and M. Krawczyk, "Excitation of bulk spin waves by acoustic wave at the plane defect of a ferromagnet," in *Acta Physica Polonica A*, 2018, vol. 133, no. 3, doi: 10.12693/APhysPolA.133.489.
3. O. S. Latcham, Y. I. Gusieva, A. V. Shytov, O. Y. Gorobets, and V. V. Kruglyak, "Hybrid magnetoacoustic metamaterials for ultrasound control," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 117, no. 10, 2020, doi: 10.1063/5.0018801.
4. Y. Gusieva and O. Gorobets, "Nonlinear spin wave excitation at the interface between two ferromagnets with broken spatial inversion symmetry," in 2017 IEEE 1st Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON 2017 - Proceedings, 2017, doi: 10.1109/UKRCON.2017.8100333.

5. Gorobets Y., Gorobets O., Guseva Y. Estimation of the value of energy of broken spatial inversion symmetry at the interface between two ferromagnets. VII Young Scientists Conference Problems of Theoretical Physics , Kyev, Ukraine, 13-15 December 2016.
6. Gusieva Y., Graczyk P. , Gorobets O. and Krawczyk M. Excitation of the interface spin waves using acoustic Kosevich wave . IEEE International Magnetism Conference, INTERMAG Europe 2017, Dublin, Ireland, from April 24th to April 28th, 2017.
7. Gusieva Y., Gorobets O. Nonlinear spin wave excitation at the interface between two ferromagnets with broken spatial inversion symmetry. Presenting the paper in IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON), May 29 – June 2, 2017.
8. Gusieva Y., Gorobets O. Excitation of nonlinear spin wave in the system of two ferromagnets with broken spatial inversion symmetry inside the interface. International conference on Magnetism and Spintronics (SolSkyMag 2017), San Sebastian, Spain, June 19-23, 2012.
9. Gusieva Y., Graczyk P., Gorobets O., and Krawczyk M. Excitation of bulk spin waves by acoustic wave at the plane defect of a ferromagnet. The European Conference Physics of Magnetism 2017 (PM'17), Poznan, Poland, June 26-30, 2017.
10. Gusieva Y., Rychły J., Gruszecki P., Krawczyk M., Gorobets O. and Gorobets Y. Spin-waves transmission through the interface with broken spatial inversion symmetry. The European Conference Physics of Magnetism 2017 (PM'17), Poznan, Poland, June 26-30, 2017.

11. Gusieva Y., Graczyk P., Gorobets O. and Krawczyk M. Forced magnetic oscillations and excitation of bulk spin waves by acoustic wave at the plane defect of a ferromagnet. Workshop Magic2017, Trzebaw, Poland, July 2-7, 2017.
12. Y. Gusieva, O. Latcham, A. V. Shytov, O. Y. Gorobets, V. V. Kruglyak Scattering of Acoustic Waves from 1D Arrays of Magnetic Inclusions, 2019 Joint MMM-INTERMAG, January 14-18, 2019 Washington, DC
13. Y. Gusieva, O. Gorobets, Y. Gorobets, Propagation of spin wave in magnonic crystal with interface of asymmetrical properties, 2018 IEEE International Conference on Microwave Magnetism , ICMM-2018, Exeter, UK.
14. Y. Gusieva, O. Gorobets, Y. Gorobets, Phase shift of spin waves traveling through the interface with asymmetrical properties, "3rd International Advanced School on Magnonics2018", September 17-21, 2018, National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute"(KPI), Kyiv, Ukraine
15. Y. Gusieva, O. Gorobets, Y. Gorobets, The influence of broken spatial inversion symmetry inside interface on the phase shift of spin waves in magnonic crystals, 6th International Conference "Nanotechnologies and Nanomaterials" Nano-2018, August 27-30, Taras Shevchenko Kyiv National University, Kyiv, Ukraine.
16. Yu.I. Gorobets, O.Yu. Gorobets, Yu.I. Guseva Nonlinear spin wave excitation at the interface between two ferromagnets with broken



spatial inversion symmetry, Poster presentation at the JEMS (Glasgow, United Kingdom, 21-26 August, 2016).

17. Y. Gusieva, O. Gorobets, Y. Gorobets, Spin wave excitations in magnetic bilayers with inhomogeneous interface, International Research and Practice Conference “Nanotechnologies and Nanomaterials” Nano-2019, August 27-30, Lviv, Ukraine.